



**Tobias Kamil Pawlak Silva**

Licenciado em Ciências de Engenharia Civil

## **SIMULAÇÃO TRIDIMENSIONAL DE ESCOAMENTOS FLUVIAIS COM LEITOS DE CHEIA RUGOSOS**

**Dissertação para obtenção do Grau de Mestre em  
Engenharia Civil-Perfil de construção**

Orientador: João Gouveia Aparício Bento Leal,  
Professor Auxiliar da Faculdade de Ciências e  
Tecnologia da Universidade Nova de Lisboa

Júri:

Presidente: Prof. Doutor Armando Manuel Sequeira Nunes Antão  
Arguente: Prof. Doutor Mário Jorge Rodrigues Pereira da Franca  
Vogal: Prof. Doutor João Gouveia Aparício Bento Leal



Simulação Tridimensional de Escoamentos Fluviais com Leitos de Rugoso

Copyright © 2012 de Tobias Kamil Pawlak Silva, FCT/UNL

A Faculdade de Ciências e Tecnologia e a Universidade Nova de Lisboa têm o direito, perpétuo e sem limites geográficos, de arquivar e publicar esta dissertação através de exemplares impressos reproduzidos em papel ou de forma digital, ou por qualquer outro meio conhecido ou que venha a ser inventado, e de a divulgar através de repositórios científicos e de admitir a sua cópia e distribuição com objectivos educacionais ou de investigação, não comerciais, desde que seja dado crédito ao autor e editor.



# Agradecimentos

Ao Professor João Bento Leal pela sua orientação do presente trabalho, pela disponibilidade, pelas importantes sugestões e contribuições que ajudaram a enriquecer este trabalho.

Ao Eng.º Moisés Brito pela amizade, pelas sugestões e disponibilidade no enriquecimento curricular.

Aos meus colegas e amigos que me apoiaram ao longo dos meus estudos.

À Sarah Fortes pela compreensão, motivação e por todo o apoio incondicional ao longo destes anos, sem o qual este trabalho não seria realizado com sucesso.

Agradeço o apoio da Fundação para a Ciência e Tecnologia (FCT) através do projecto PTDC/ECM/099752/2008.

Um agradecimento muito especial aos meus pais e irmã por toda a ajuda, compreensão e motivação que me deram.



# Resumo

O presente trabalho tem como principal objectivo simular numericamente os escoamentos fluviais em canais de secção composta com rugosidade nos leitos de cheia. Estas simulações são realizadas recorrendo ao programa ANSYS CFX que resolve numericamente as equações RANS e recorre ao método VoF e ao modelo de turbulência EARSM para a modelação da superfície livre e da turbulência, respectivamente. A simulação inicia-se pelas condições de fronteira que permitem garantir as condições de regime uniforme, posteriormente analisa-se e compara-se os resultados dos leitos de cheia lisos e rugosos. Os resultados numéricos são sempre comparados com dados experimentais.

Dos resultados obtidos conclui-se que o modelo de turbulência EARSM simula com precisão o escoamento em canais de secção composta, visto que permite identificar as correntes secundárias existentes na interface entre os leitos, aproximando-se bastante de ensaios experimentais. A adopção de leis de parede para modelar a rugosidade nos leitos de cheia permite obter resultados precisos, desde que a altura do primeiro elemento do domínio computacional seja bem definida.

Palavras-chave: simulação numérica, canais de secção composta, camada de mistura, rugosidade, ANSYS CFX.





# Abstract

The main objective of this work is to simulate river flows using a compound channel and rough river beds. These simulations are done through the ANSYS CFX software that numerically solves RANS equations and uses VoF method as well as EARSIM turbulence models for the modeling of the free surface and turbulence, respectively. The simulation begins by defining the boundary conditions which guarantee the uniform regime. The results relative to smooth river beds simulation are then compared and analyzed with the ones of rough beds, always with experimental data.

From the obtained results, it's concluded that the EARSIM turbulence model simulates compound channel flow, with precision, since it allows the identification of secondary flows in between the river beds interface. This finding approaches the experimental tests results. Adopted wall laws for rough river bed modeling leads to precise results provided that the height of the first computer simulation element is well defined.

Key-words: numerical simulation, compound channel, mixing layer, roughness, ANSYS CFX.



# Índice de Matérias

<b>Capítulo 1</b>	<b>Introdução.....</b>	<b>1</b>
1.1	Enquadramento do trabalho .....	2
1.2	Objectivos e Metodologias.....	3
1.3	Estrutura da dissertação.....	4
<b>Capítulo 2</b>	<b>Revisão Bibliográfica .....</b>	<b>7</b>
2.1	Escoamento turbulento em canais de secção composta .....	8
2.2	Escoamento sobre superfícies .....	10
2.2.1	Camada limite .....	11
2.2.2	Tensões.....	12
2.2.3	Lei de parede .....	13
2.2.4	Subcamada de parede .....	15
2.3	Estudos desenvolvidos em canais de secção composta.....	16
<b>Capítulo 3</b>	<b>Método Numérico.....</b>	<b>21</b>
3.1	Equações de Navier-Stokes .....	22
3.2	Equações RANS.....	24
3.3	Modelo de turbulência EARSM.....	25
3.4	Método VoF .....	30
3.5	Geração da malha .....	32
3.5.1	Discretização da malha no domínio computacional.....	33
3.6	Condições de fronteira .....	34
3.6.1	Condição de entrada.....	35
3.6.2	Condição de saída .....	36
3.6.3	Condição de simetria.....	36
3.6.4	Condição de parede .....	36
3.7	Esquemas e parâmetros numéricos utilizados .....	37

<b>Capítulo 4</b>	<b>Resultados .....</b>	<b>39</b>
4.1	Estabelecimento do regime uniforme .....	40
4.1.1	Regime Uniforme .....	40
4.1.2	Caracterização do canal .....	42
4.1.3	Discretização da malha .....	43
4.2	Desenvolvimento da superfície livre .....	46
4.2.1	Leitos de cheia lisos.....	46
4.2.2	Leito de cheia com fundo rugoso.....	49
4.3	Curva de vazão .....	51
4.3.1	Leitos de cheia com fundo liso .....	52
4.3.2	Leitos de cheia com fundo rugoso .....	52
4.3.3	Comparação dos leitos de cheia rugoso e liso .....	53
4.4	Análise dos modelos de turbulência .....	54
4.4.1	Velocidade média em profundidade .....	54
4.4.2	Tensão de arrastamento .....	62
4.5	Escoamento para fundo liso e rugoso .....	68
4.5.1	Velocidade média em profundidade .....	68
4.5.2	Tensão de arrastamento .....	70
4.6	Análise dos resultados do EARSM com dados experimentais .....	72
4.6.1	Campo de velocidade.....	72
4.6.2	Velocidade média em profundidade .....	86
4.6.3	Tensão de arrastamento .....	88
4.6.4	Tensões de Reynolds .....	90
4.6.5	Correntes secundárias .....	94
<b>Capítulo 5</b>	<b>Conclusões.....</b>	<b>97</b>
5.1	Principais conclusões do trabalho.....	98
5.2	Desenvolvimento de estudos futuros .....	99

# Simbologias e Notações

$a_{ij}$	tensor das tensões de Reynolds adimensionais
$\beta$	coeficiente da parte anisotrópica das tensões de Reynolds
$C_1, C_2, C'_1$	constantes do modelo EARSIM
$C$	fracção de volume
$\delta_{ij}$	delta de Kronecker
$\delta$	espessura da camada limite
$\Delta T$	intervalo de tempo
$\varepsilon$	taxa de dissipação turbulenta
$\varepsilon_{ij}$	tensor da taxa de dissipação turbulenta
$f$	peso do elemento de fluido
$g$	aceleração gravítica
$h'$	altura do canal no leito principal
$h$	altura do escoamento no leito de cheia
$h_r$	altura relativa
$H$	altura total do escoamento no leito principal
$I$	matriz identidade
$II_S$	segundo invariante da taxa de vorticidade
$II_\Omega$	segundo invariante da taxa de deformação
$IV$	terceiro invariante definida como $S_{ij} \Omega_{jk} \Omega_{kl}$
$\kappa$	constante empírica universal de von Kármán
$k$	energia cinética turbulenta
$k_s^+$	rugosidade de Nikuradse

$l$	comprimento de mistura
$\lambda$	segundo coeficiente de viscosidade
$\mu$	viscosidade dinâmica
$\nu$	viscosidade cinemática
$\nu_T$	viscosidade turbulenta
$\rho$	massa volúmica
$P_{ij}$	tensor de produção turbulenta
$p$	pressão
$Re$	número de Reynolds
$s$	inclinação das paredes do canal
$S_0$	inclinação do fundo do canal
$s_{ij}$	tensor da taxa de deformação
$\sigma_{ij}$	tensor das tensões totais
$\tau_{laminar}$	componente da tensão tangencial laminar
$\tau_{turbulento}$	componente da tensão tangencial turbulento
$\bar{\tau}_{xy}$	média da tensão de Reynolds na face $y$ e na direcção $x$
$\tau_t$	passo tempo
$\tau_b$	tensão de arrastamento
$\tau_{ij}$	tensor das tensões de Reynolds
$\tau$	tensão tangencial
$t$	tempo
$T_{ij}$	tensor das tensões viscosas
$u_i, \bar{u}_i, u'_i$	componentes da velocidade: instantânea, média temporal e flutuação
$\bar{U}, \bar{V}$	componentes da velocidade média temporal

$u, v$	componentes da velocidade média temporal na direcção $x$ e $y$ respectivamente
$u', v'$	flutuações da velocidade na direcção $x$ e $y$ , respectivamente
$U^+$	velocidade adimensional
$U$	velocidade à distância $z_P$ da parede
$U_\infty$	velocidade não perturbada
$u_*$	velocidade de atrito
$\phi_{ij}^{(s)}$	tensor da taxa de redistribuição lenta
$\phi_{ij}^{(r)}$	tensor da taxa de redistribuição rápida
$\phi_{ij}$	tensor de redistribuição turbulenta
$x_i$	componentes das coordenadas cartesianas
$\Omega_{ij}^*$	tensor da vorticidade absoluta
$\Omega_{ij}^R$	tensor da taxa de vorticidade média efectiva
$\Omega_{ij}$	tensor da taxa de vorticidade
$\Omega_{ij}^S$	tensor do sistema rotacional
$\omega_k^S$	vector do sistema da taxa rotacional
$z_P$	distância à parede
$z^+$	distância à parede adimensionalizada





# Acrónimos

ARSM	<i>Algebraic Reynolds Stress Model</i>
2D, 3D	Bidimensional, Tridimensional
CEL	<i>CFX Expression Language</i>
CFD	<i>Computational Fluid Dynamics</i>
DHA	Departamento de Hidráulica e Ambiente
DNS	<i>Direct Numerical Simulation</i>
EARSM	<i>Explicit Algebraic Reynolds Stress Model</i>
FCF	<i>Flood Channel Facility</i>
LNEC	Laboratório Nacional de Engenharia Civil
LRR	Launder, Reece e Rodi
LES	<i>Large Eddy Simulation</i>
RANS	<i>Reynolds Averaged Navier-Stokes</i>
RSM	<i>Reynolds Stress Model</i>
SERC-FCF	<i>Science and Engineering Research Council Flood Channel Facility</i>
SST	<i>Shear Stress Transport</i>
ECT	Energia Cinética Turbulenta
VoF	<i>Volume of Fluid</i>



# Índice de Figuras

Figura 1.1: Transbordo da água do leito principal para planícies habitáveis (retirado da internet)....	3
Figura 2.1: Estrutura turbulenta tridimensional do escoamento em canal de secção composta (adaptado de Shiono e Knight, 1991).....	8
Figura 2.2: Desenvolvimento da camada limite numa superfície (adaptado de Schobeiri, 2010)...	11
Figura 2.3: Desenvolvimento da tensão de arrastamento (adaptado de Cardoso, 1998).....	13
Figura 2.4: Perfil de velocidade média de camada limite turbulenta (adaptado de Schlichting, 1979). .....	14
Figura 3.1: Repartição da fracção de volume num canal de secção de composta.....	31
Figura 3.2: Malha do domínio computacional. ....	34
Figura 3.3: Domínio computacional e condições de fronteira. ....	35
Figura 3.4: Perfil de velocidade imposta à entrada do domínio computacional. ....	36
Figura 4.1: Metodologia adoptada para o estabelecimento do regime uniforme (adaptado de Conway et al., 2011). ....	41
Figura 4.2: Variação das alturas de escoamento no canal.....	42
Figura 4.3: Geometria do canal de secção composta. ....	43
Figura 4.4: Malha da secção transversal do domínio computacional.....	44
Figura 4.5: Comparação da Evolução da superfície livre numérico, recta paralela ao fundo do canal e experimental para leitos de cheia lisos. ....	49
Figura 4.6: Comparação da Evolução da superfície livre numérico, recta paralela ao fundo do canal e experimental para leitos de cheia rugosos. ....	51

Figura 4.7: Curva de vazão para leitos de cheia lisos.....	52
Figura 4.8:Curva de vazão para leitos de cheia rugosos.....	53
Figura 4.9:Comparação das curvas de vazão numéricas para leito de cheia com fundo liso e rugoso. .....	54
Figura 4.10:Secções transversais para a análise dos resultados. ....	55
Figura 4.11:Comparação da velocidade média em profundidade dos modelos numéricos e experimental na secção X7500 para leitos de cheia lisos. ....	58
Figura 4.12:Comparação da velocidade média em profundidade dos modelos numéricos e experimental na secção X7500 para leitos de cheia rugosos.....	61
Figura 4.13:Comparação da tensão de arrastamento dos modelos numéricos e experimental na secção X7500 para leitos de cheia lisos.....	65
Figura 4.14:Comparação da tensão de arrastamento dos modelos numéricos e experimental na secção X7500 para leitos de cheia rugosos. ....	67
Figura 4.15:Comparação da velocidade média em profundidade do modelo EARSM e experimental na secção X7500 para leito de cheia rugosos e lisos. ....	69
Figura 4.16:Comparação da tensão de arrastamento do modelo EARSM e experimental na secção X7500 para leito de cheia rugosos e lisos.....	71
Figura 4.17:Campo de velocidade na secção transversal X3000 para $h_r=0.15$ . ....	73
Figura 4.18:Campo de velocidade na secção transversal X5000 para $h_r=0.15$ . ....	73
Figura 4.19:Campo de velocidade na secção transversal X7500 para $h_r=0.15$ . ....	74
Figura 4.20:Perfil vertical de velocidade nas secções transversais X3000, X5000 e X7500, para $h_r$ $= 0.15$ .....	76
Figura 4.21:Campo de velocidade na secção transversal X3000 para $h_r=0.20$ . ....	77

Figura 4.22:Campo de velocidade na secção transversal X5000 para $hr=0.20$ .....	78
Figura 4.23:Campo de velocidade na secção transversal X7500 para $hr=0.20$ .....	78
Figura 4.24:Perfil vertical de velocidade nas secções transversais X3000, X5000 e X7500, para $hr = 0.20$ . ....	80
Figura 4.25:Campo de velocidade na secção transversal X3000 para $hr=0.30$ .....	81
Figura 4.26:Campo de velocidade na secção transversal X5000 para $hr=0.30$ .....	82
Figura 4.27:Campo de velocidade na secção transversal X7500 para $hr=0.30$ .....	83
Figura 4.28: Perfil vertical de velocidade nas secções transversais X3000, X5000 e X7500, para a altura relativa de 0.30. ....	85
Figura 4.29:Comparação da velocidade média em profundidade numérica e experimental nas secções transversais X3000, X5000 e X7500 para $hr = 0.15, 0.20$ e $0.30$ . ....	87
Figura 4.30:Comparação da tensão de arrastamento numérica e experimental nas secções transversais X3000, X5000 e X7500 para $hr = 0.15, 0.20$ e $0.30$ . ....	89
Figura 4.31:Campo de tensões de Reynolds para $hr=0.15$ . ....	91
Figura 4.32:Campo de tensões de Reynolds para $hr=0.20$ . ....	92
Figura 4.33:Campo de tensões de Reynolds para $hr=0.30$ . ....	93
Figura 4.34:Correntes secundárias para a secção transversal X7500 para $hr = 0.15, 0.20$ e $0.30$ ....	95



# Índice de Tabelas

Tabela 3.1:Parâmetros numéricos utilizados.....	37
Tabela 4.1:Número de elementos para leitos de cheia lisos.....	44
Tabela 4.2:Número de elementos para leitos de cheia rugosos.....	44
Tabela 4.3:Coordenada z da superfície livre para leitos de cheia lisos.....	45
Tabela 4.4:Coordenada z da superfície livre para leitos de cheia rugosos.....	45





# **Capítulo 1      Introdução**

Nesta introdução pretende-se fornecer uma visão global do trabalho desenvolvido. Assim, começa-se por apresentar de uma forma sumária o enquadramento do trabalho. Seguidamente apresentam-se os principais objectivos e as metodologias adoptadas. Na parte final descreve-se a estrutura da dissertação, especificando os conteúdos de cada capítulo.

## 1.1 Enquadramento do trabalho

As cheias, apesar da sua rara ocorrência e curta duração, provocam frequentemente o transbordo do leito natural de escoamento, designado por leito principal, provocando o alagamento da planície de inundação, designado por leito de cheia (Figura 1.1). Estas situações constituem um processo natural comum a todos os cursos de água não regularizados. O escoamento que decorre simultaneamente nos leitos principal e de cheia proporciona um escoamento num canal com configuração de secção composta.

O estudo e a compreensão dos fenómenos de cheias são bastante importantes na identificação de possíveis zonas inundáveis, de modo a delimita-las, para se elaborarem planos de emergência e também para o suporte de decisões que envolvem ordenamento do território, pois os fenómenos de cheia são frequentemente responsáveis pela destruição de construções e vias de comunicação nas zonas adjacentes, por uma indesejável deposição de sedimentos tendo como sua principal consequência o aumento do nível do escoamento, elevando assim a probabilidade de ocorrência de inundações.

A diferença de velocidade existente entre o escoamento rápido no leito principal e o escoamento menos rápido nos leitos de cheias origina uma estrutura turbulenta complexa com vários vórtices na interface entre os leitos. Devido a esta diferença, gera-se uma camada de mistura na interface entre os leitos, provocando assim, uma complexa estrutura turbulenta anisotrópica tridimensional (Knight e Shiono, 1991). Na estrutura turbulenta do escoamento em canal de secção composta destacam-se vórtices de eixo vertical, gerados pelo diferencial de velocidade existente entre os leitos, que provocam uma transferência de quantidade de movimento e consequentemente alterações nas distribuições de velocidades nos leitos. Verifica-se também vários vórtices com geometria helicoidal e eixo longitudinal, denominados correntes secundárias. Estas correntes são resultado da anisotropia turbulenta e de forças centrífugas geradas no escoamento.

Os escoamentos turbulentos são caracterizados por flutuações do campo de velocidade que potenciam a capacidade de mistura do escoamento. Estas flutuações podem ser de pequena escala e de alta frequência, sendo assim necessária elevada capacidade computacional para simular estes escoamentos, através da sua simulação directa (simulações de turbulência e malhas muito finas). A forma prática de reduzir o esforço computacional consiste em utilizar uma malha mais grosseira e a aplicação dos modelos de turbulência para o fecho das equações RANS (*Reynolds Averaged Navier-Stokes*) que permitem assim simular estatisticamente os efeitos de pequena escala.

A simulação numérica torna-se bastante complexa devido à estrutura turbulenta tridimensional que o escoamento num canal de secção composta apresenta. A simulação da estrutura turbulenta tridimensional exige um enorme esforço computacional de modo a obter todas as características associadas à transferência de quantidade de movimento e de massa entre os leitos.



*Figura 1.1: Transbordo da água do leito principal para planícies habitáveis (retirado da internet).*

## **1.2 Objectivos e Metodologias**

O objectivo principal deste trabalho consiste em estabelecer curvas de vazão em canais de secção composta com rugosidade nos leitos de cheia através de simulações tridimensionais com recurso à aplicação do ANSYS CFX. Neste contexto simulam-se diversos escoamentos que permitem determinar as condições de fronteira que asseguram o estabelecimento do regime uniforme para leitos de cheia lisos e rugosos com um domínio computacional bifásico água/ar. A modelação da rugosidade de escoamentos com leitos de cheia rugosos é feita, tal como para fundo liso, através da utilização de leis de parede.

Para modelar numericamente o escoamento num canal de secção composta tem que inicialmente definir-se a geometria/malha e escolher-se os esquemas numéricos que permitam resolver as equações RANS que governam este escoamento. O programa utilizado para resolver as equações RANS é o ANSYS CFX. Este programa resolve numericamente as equações RANS através de uma técnica de volumes finitos e recorre ao método VoF (*Volume of Fluid*) para a modelação da

superfície livre e ao modelo EARSM (*Explicit Algebraic Reynolds Stress Model*) para a modelação da turbulência. O modelo numérico será, primeiramente, objecto de um estudo pormenorizado pretendendo-se identificar as suas possíveis limitações, vantagens e desvantagens. A análise é feita através da comparação dos resultados numéricos com dados experimentais obtidos por outros autores (Massa, 2011, Duarte, 2011, ) no Departamento de Hidráulica e Ambiente (DHA), do Laboratório Nacional de Engenharia Civil (LNEC).

### 1.3 Estrutura da dissertação

O trabalho encontra-se organizado em cinco capítulos: Introdução, Revisão Bibliográfica, Método Numérico, Resultados e por fim as Conclusões.

Neste primeiro capítulo, **Introdução**, apresenta-se o enquadramento do trabalho, os principais objectivos e as metodologias que estiveram na base do trabalho desenvolvido e a estrutura da dissertação.

No segundo capítulo, destinado à **Revisão Bibliográfica**, refere-se descrição sucinta dos fenómenos de escoamentos em canais de secção composta. Neste âmbito, identificam-se os principais parâmetros deste tipo de escoamentos bem como os recursos teóricos utilizados na interpretação e análise dos resultados numéricos. Na parte final do capítulo apresentam-se estudos realizados por outros autores.

No terceiro capítulo, **Método Numérico**, é feita a descrição das equações RANS, do modelo EARSM, do método VoF, das formas de geração da malha, das condições de fronteira e dos esquemas e parâmetros numéricos utilizados.

Aplicados os parâmetros numéricos e as condições de fronteira, no quarto capítulo, **Resultados**, apresenta-se o estudo da determinação das condições de fronteira que asseguram o estabelecimento do regime uniforme para leitos de cheia lisos e rugosos com domínio computacional multifásico água/ar para diversas alturas relativas. A modelação da rugosidade nos leitos de cheia rugosos é feita através da aplicação de leis de parede. Posteriormente apresenta-se os principais resultados (parâmetros) do escoamento. A análise dos resultados é feita comparando inicialmente os modelos de turbulência  $k - \varepsilon$  e EARSM, depois serão comparados o escoamento para leitos de cheia lisos e rugosos aplicando sempre o modelo EARSM e finalmente serão analisados em pormenor o escoamento para leitos de cheia rugosos aplicando o modelo de turbulência EARSM, sendo que todas as análises terão como referência os dados experimentais obtidos no DHA do LNEC.

Por fim, no quinto capítulo, são apresentadas as **Conclusões** dos principais resultados obtidos que decorrem da análise global do trabalho realizado, sendo ainda apresentadas sugestões para possíveis estudos para o desenvolvimento de futuras investigações.



## **Capítulo 2      Revisão Bibliográfica**

Neste capítulo apresenta-se a revisão bibliográfica realizada em temas que assumem especial realce no desenvolvimento deste trabalho. Inicialmente faz-se uma breve descrição dos fenómenos de escoamentos turbulentos em canais de secção composta. Seguidamente apresentam-se os principais parâmetros destes escoamentos. Por fim apresentam-se alguns estudos numéricos realizados por outros autores que têm relevância para este trabalho.

## 2.1 Escoamento turbulento em canais de secção composta

Em situações de cheia, a capacidade de vazão do leito principal dos rios não permite que o escoamento se faça apenas neste leito passando a ocupar também os leitos de cheia. Este escoamento simultâneo nos leitos principal e de cheia conduz a uma configuração de secção transversal composta. O escoamento numa configuração de canal de secção composta é caracterizado por uma estrutura turbulenta particular, devido à interação existente entre o escoamento nos leitos. Devido à existência de diferentes velocidades no leito principal e no leito de cheia, mais rápido e mais lento respectivamente, a camada de mistura desenvolve-se na interface entre o escoamento nos leitos principal e de cheia gerando assim uma complexa estrutura turbulenta tridimensional (Figura 2.1) a qual está associada a transferência de quantidade de movimento e de massa entre os leitos.

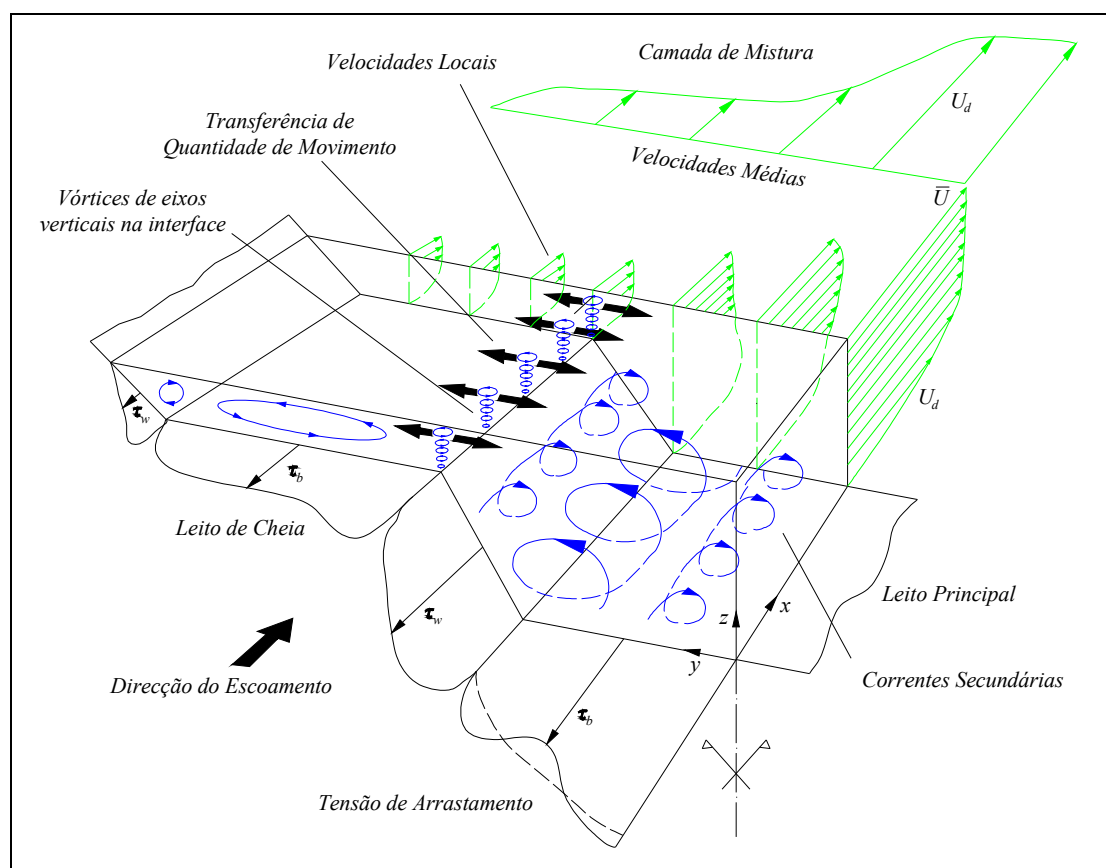


Figura 2.1: Estrutura turbulenta tridimensional do escoamento em canal de secção composta (adaptado de Shiono e Knight, 1991).

O fenómeno da transferência da quantidade de movimento foi inicialmente reconhecido por Sellin (1964) que identificou a presença de vórtices de eixo verticais na interface dos leitos (Figura 2.1). Nesta interface a transferência da quantidade de movimento pode ser vista como tensões



tangenciais originadas pelo gradiente de velocidade gerando estruturas turbulentas que provocam a perda adicional de energia média do escoamento.

Shiono e Knight (1991) desenvolveram uma solução analítica para canais de secção composta que inclui os efeitos das correntes secundárias que permitem obter resultados mais precisos, mas ainda limitada. Utilizaram dados do SERC-FCF (*Science and Engineering Research Council Flood Channel Facility*) para quantificar a tensão aparente no canal decorrente da turbulência e dos efeitos das correntes secundárias. A solução analítica permite então reproduzir a distribuição lateral da velocidade média em profundidade e da tensão de arrastamento. Para tal, a equação da transferência de quantidade de movimento tem que ser resolvida para escoamento em regime uniforme. A equação para a componente longitudinal da transferência da quantidade de movimento num elemento de fluido pode ser combinada com a equação da continuidade. Ao ser integrada em profundidade obtém-se:

$$\frac{\partial H(\rho \bar{U} \bar{V})_d}{\partial y} = \rho g H S_0 + \frac{\partial H(\bar{\tau}_{xy})_d}{\partial y} - \tau_b \left(1 + \frac{1}{s^2}\right)^{\frac{1}{2}} \quad (2.1)$$

onde  $\tau_b$  é a tensão de arrastamento,  $s$  é a inclinação das paredes do canal,  $H$  é a altura de água,  $\bar{U}$  e  $\bar{V}$  são as componentes da velocidade média temporal em profundidade correspondentes às direcções longitudinais,  $x$ , e transversal,  $y$ , respectivamente,  $\rho$  é a massa volúmica,  $g$  é a aceleração gravítica,  $S_0$  é a inclinação do fundo do canal e  $\bar{\tau}_{xy}$  é a tensão de Reynolds média em profundidade na face  $y$  e na direcção  $x$ .

Modelos tridimensionais turbulentos têm sido desenvolvidos e aplicados neste problema com objectivo de entender o padrão das células das correntes secundárias e a estrutura da região da camada de mistura. No entanto, estes modelos tridimensionais exigem um vasto número de constantes empíricas que tornam esses modelos pouco utilizados (Knight e Shiono, 1991).

A grande maioria dos estudos para escoamento em canais de secção composta foram realizados para escoamentos em regime permanente. Proust (2005) e Bousmar (2002) realizaram trabalhos experimentais num canal de secção composta com escoamento em regime não uniforme. Estas condições foram criadas inclinando uma parede lateral do canal, obtendo assim um canal de secção composta não-prismática divergente ou convergente. Estes autores observaram a presença de correntes secundárias bastante fortes, devido principalmente à transferência de massa entre os leitos. Concluíram que a principal diferença entre canais de secção composta prismática e não-prismática está na transferência da quantidade de movimento, que é fortemente dependente da

mudança da turbulência da interação entre os leitos, que não se verifica na configuração prismática.

Os estudos numéricos de escoamento turbulento em canais de secção composta são complexos pois o escoamento no leito principal interage com o escoamento no leito de cheia. Quando ocorre esta interação, as características do escoamento não se encontram suficientemente definidas, principalmente devido ao atraso do fluxo no leito principal causado pela transferência da quantidade de movimento do escoamento entre os leitos. A camada de mistura que se desenvolve na interface dos leitos devido às diferenças de velocidade afecta as estruturas turbulentas causando uma complexa anisotropia turbulenta. Este escoamento é descrito pelas equações de Navier-Stokes. Uma possível forma de resolver estas equações é através do DNS (*Direct Numerical Simulation*), que permite resolver directamente as equações através de uma malha muito refinada ou através da utilização da LES (*Large Eddy Simulation*), este método permite simular directamente apenas as grandes escalas de turbulência com uma malha grosseira, enquanto, a pequena escala é aproximada por um modelo de sub-malha (Nezu e Nakagawa, 1993). A aplicação do DNS e do LES continua a ser um procedimento computacional dispendioso. A forma prática de reduzir o esforço computacional consiste em utilizar uma malha intermédia e aplicar os modelos de turbulência para o fecho das equações RANS que permitem assim simular estatisticamente os efeitos de pequena escala. Dos muitos modelos de turbulência existentes os modelos de duas equações que se baseiam na hipótese de viscosidade turbulenta proposta por Boussinesq (1877) têm sido os mais utilizados em simulação de problemas típicos de engenharia, devido a sua robustez, economia e precisão satisfatória na simulação de escoamentos turbulentos. Por um lado, estes modelos apresentam resultados precisos para diversos escoamentos sem que seja necessário alterar as constantes presentes no modelo (Wright, 2001) mas, por outro lado, comportam-se pior nas zonas onde a turbulência é anisotrópica e consequentemente, a hipótese da viscosidade turbulenta isotrópica dos modelos deixa de ser válida (Filonovich *et al.*, 2010).

## 2.2 Escoamento sobre superfícies

O escoamento sobre superfícies sólidas é fortemente influenciado pelas características de escoamento e também da superfície. Estes efeitos podem ser caracterizados pelo número de Reynolds que relaciona as forças inerciais com as forças viscosas desenvolvidas no escoamento.

$$Re = \frac{U_{\infty} L}{\nu} \quad (2.2)$$

onde  $U_{\infty}$  é a velocidade não perturbada,  $L$  é comprimento característico e  $\nu$  é a viscosidade cinemática do fluido.

### 2.2.1 Camada limite

No escoamento sobre uma superfície sólida dá-se o desenvolvimento da camada limite. Os escoamentos viscosos sobre superfícies podem ser analisados pela divisão do escoamento em duas regiões: uma adjacente à superfície sólida e outra no restante domínio do escoamento (Figura 2.2). A região adjacente à superfície sólida, denomina-se camada limite. Nesta região, o efeito da viscosidade é predominante face aos efeitos inerciais. Observa-se que o fluido em contacto directo com a superfície possui a mesma velocidade que esta superfície devido à condição de aderência. Na região fora desta camada, o efeito da viscosidade é praticamente desprezável e o fluido pode ser tratado como invíscido pois, os efeitos inerciais são predominantes face aos viscosos, isto é, o número de Reynolds é muito elevado.

A forma prática de visualizar o desenvolvimento da camada limite pode ser obtida através da análise do escoamento com velocidade uniforme sobre uma placa plana (Figura 2.2) onde se pode identificar três regiões distintas do escoamento na camada limite. O fluido, na vizinhança imediata da superfície sólida, fica sujeito à acção de forças de atrito devidas à desaceleração imposta pela placa. Estas forças tendem a ajustar a velocidade do fluido na superfície em virtude da condição de aderência.

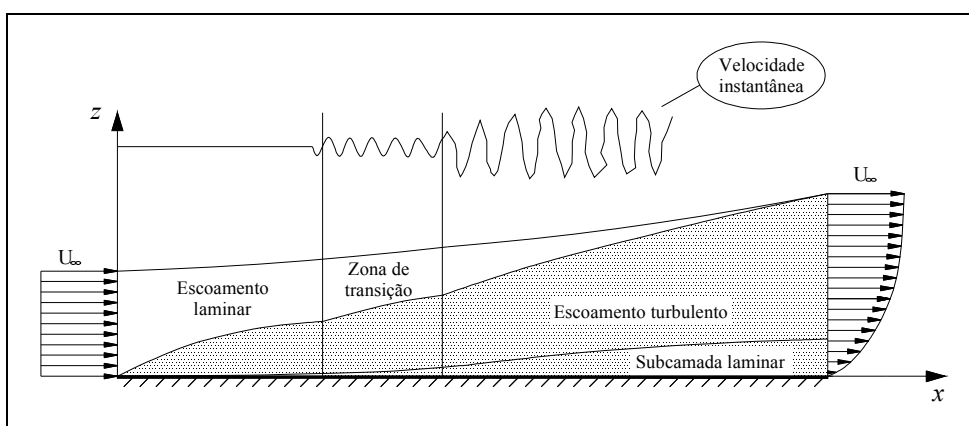


Figura 2.2: Desenvolvimento da camada limite numa superfície (adaptado de Schobeiri, 2010).

No início do escoamento identifica-se junto à parede uma região laminar, a qual cresce em espessura, atingindo uma região de transição onde existem flutuações consideráveis na velocidade instantânea e o escoamento tende a passar de laminar a turbulento. Após esta pequena zona de transição, o escoamento passa a turbulento em que a velocidade instantânea pode ser expressa como a soma do seu valor médio e a sua flutuação (pp. 24, Eq. 3.11). Devido às perturbações na velocidade, o perfil de velocidade do escoamento dentro da camada limite turbulenta é intensa relativamente ao perfil na camada limite laminar. Na região turbulenta da camada limite a

turbulência diminui em direcção à superfície em tal extensão que começa a predominar os efeitos viscosos. Isto sugere que na camada limite desenvolve-se uma fina subcamada laminar próxima à superfície (Versteeg & Malalasekera, 1995).

### 2.2.2 Tensões

A presença das superfícies sólidas provoca a variação da velocidade no escoamento originando assim o surgimento de tensões tangenciais,  $\tau$ . Esta tensão num ponto à distância  $z$  do fundo, resulta da sobreposição da componente laminar e turbulenta:

$$\tau = \tau_{laminar} + \tau_{turbulenta} \quad (2.3)$$

onde  $\tau_{laminar}$  é uma tensão tangencial viscosa resultante da taxa de deformação de uma partícula de fluido. A forma prática de perceber o desenvolvimento deste parâmetro no escoamento é através de simplificações, isto é, assume-se o escoamento bidimensional (Figura 2.3)

$$\tau_{laminar} = \mu \frac{du}{dz} \quad (2.4)$$

onde  $\mu$  é a viscosidade dinâmica,  $u$  é a componente da velocidade média temporal na direcção  $x$ . A tensão tangencial turbulenta,  $\tau_{turbulenta}$ , é resultante das flutuações das velocidades  $u'$  e  $w'$  em relação aos valores médios, definida por

$$\tau_{turbulenta} = -\rho \overline{u'w'} \quad (2.5)$$

Na Figura 2.3 apresenta-se esquematicamente as variações de  $\tau_{laminar}$  e de  $\tau_{turbulenta}$  com a distância à superfície sólida, num escoamento bidimensional turbulento com superfície livre.

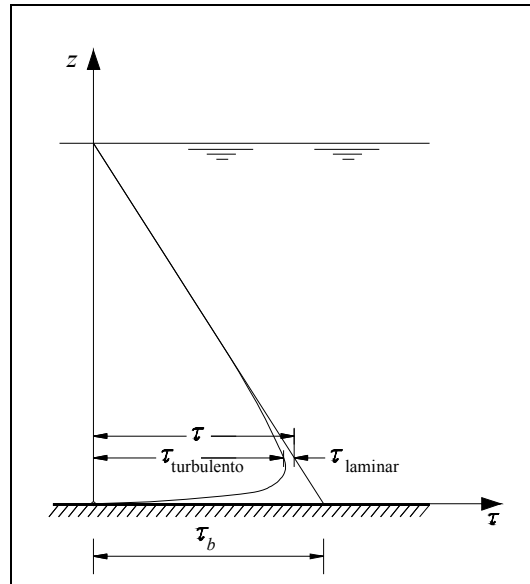


Figura 2.3: Desenvolvimento da tensão de arrastamento (adaptado de Cardoso, 1998).

O prolongamento da linha da tensão até ao fundo do canal permite obter a tensão de arrastamento,  $\tau_b$ . A parcela de  $\tau_{laminar}$  é dominante numa região próxima à superfície que é denominada subcamada viscosa (Cardoso, 1998). Na zona distante da superfície a camada turbulenta  $\tau_{turbulento}$  passa a ser dominante. A complexa distribuição de velocidades, é descrita pelas leis de parede através de relações empíricas e semi-empíricas.

### 2.2.3 Lei de parede

A distribuição de velocidades no escoamento turbulento foi extensamente investigada em virtude da sua importância prática, mas nenhuma teoria fundamental permite determinar rigorosamente esta distribuição de forma puramente teórica. Por isso utilizaram-se relações empíricas e semi-empíricas para correlacionar o campo de velocidades com o escoamento de camada limite turbulenta.

Nikuradse (1933) foi o primeiro a apresentar a distribuição de velocidade no escoamento de camada limite turbulenta. A distribuição de velocidades é feita por divisão do campo de escoamento em quatro camadas distintas, como apresenta a Figura 2.4.

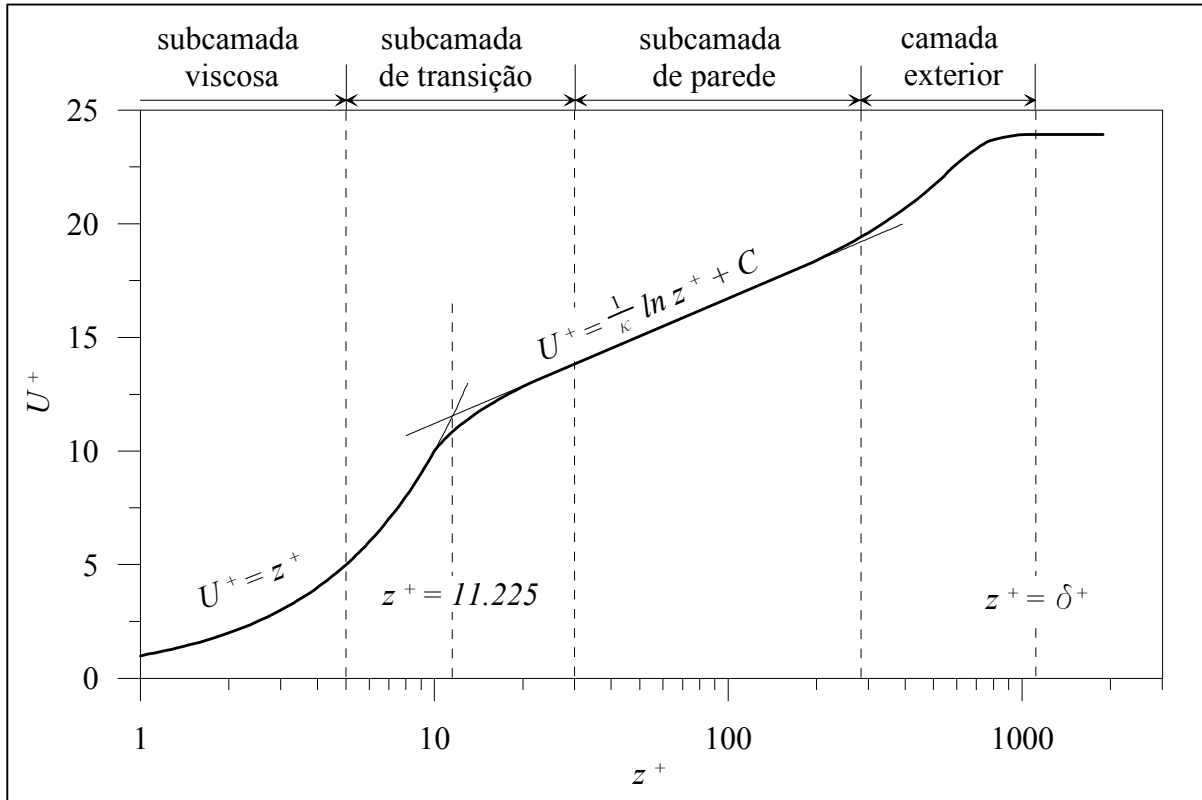


Figura 2.4: Perfil de velocidade média de camada limite turbulenta (adaptado de Schlichting, 1979).

Os parâmetros  $U^+$  e  $z^+$  representados na Figura 2.4, são a velocidade e a distância adimensionais, respectivamente, dadas pelas seguintes equações:

$$U^+ = \frac{U}{u_*} \quad (2.6)$$

$$z^+ = \frac{z_P u_*}{\nu} \quad (2.7)$$

onde  $U$  é a velocidade à distância  $z_P$  da parede,  $u_*$  é a velocidade de atrito definida da seguinte forma:

$$u_* = \sqrt{\frac{\tau_b}{\rho}} \quad (2.8)$$

rigorosamente  $u_*$  não é uma velocidade real, simplesmente apresenta unidades de velocidade.

Na Figura 2.4 identificam-se quatro regiões da camada limite, sendo esta dividida geralmente em duas camadas: a camada interior, que se estende aproximadamente 15% da espessura total; e a camada exterior. A primeira, aderente à parede, subdivide-se em 3 sub-regiões: a subcamada viscosa, a subcamada de transição e a subcamada de parede.

### 2.2.3.1 Subcamada Viscosa

Os estudos experimentais demonstram que a subcamada viscosa se mantém na região  $0 < z^+ < 5$  onde a tensão tangencial e laminar é dominante e a tensão tangencial turbulenta é virtualmente nula. A integração da Equação 2.4 com  $\tau = \tau_b = \text{constante}$  em  $u = 0$  para  $z = 0$  conduz a seguinte distribuição de velocidades:

$$U^+ = z^+ \quad (2.9)$$

### 2.2.3.2 Subcamada de Transição

A subcamada de transição estende-se de  $z^+ = 5$  até  $z^+ = 30$  e admite-se uma lei logarítmica da distribuição da velocidade na forma

$$U^+ = A \ln(z^+) + B \quad (2.10)$$

As constantes  $A$  e  $B$  são determinadas a partir das condições de fronteira, onde a velocidade  $U^+$  da subcamada laminar deve ser igual à da subcamada de parede, em  $z^+ = 5$  e  $z^+ = 30$  respectivamente. Então resulta na seguinte distribuição:

$$U^+ = 5,0 \ln(z^+) - 3,05 \quad (2.11)$$

### 2.2.4 Subcamada de parede

Na região de parede  $30 < z^+ < 300$  até à camada exterior considera-se a tensão de corte laminar desprezável face a tensão tangencial turbulenta. A partir do conceito de comprimento de mistura, onde se admite variação linear de  $l = \kappa z_p$ , sendo  $\kappa$  a constante empírica universal de von Kármán ( $\kappa = 0.41$ ). Desta forma a distribuição da velocidade na subcamada de parede é dada por:

$$U^+ = \frac{1}{\kappa} \ln(z^+) - B - \Delta B(k_s^+) \quad (2.12)$$

Para os casos específicos de escoamento sobre superfície lisa e rugosa, vem, respectivamente:

$$U^+ = \frac{1}{\kappa} \ln(z^+) + 5.2 \quad (2.13)$$

$$U^+ = \frac{1}{\kappa} \ln\left(\frac{z^+}{k_s^+}\right) + 8.5 \quad (2.14)$$

sendo  $k_s^+$  a altura equivalente à rugosidade de Nikuradse na sua forma adimensional, dada por:

$$k_s^+ = \frac{u_* k_s}{\nu} \quad (2.15)$$

onde  $k_s$  é a rugosidade média de Nikuradse

## 2.3 Estudos desenvolvidos em canais de secção composta

O escoamento num canal de secção composta apresenta uma elevada complexidade. Este escoamento é turbulento, possui correntes secundárias e apresenta uma zona multifásica devido ao escoamento se realizar com superfície livre.

Os estudos numéricos de escoamentos realizados em canais de secção composta são normalmente feitos com configurações geométricas de secção rectangular, com domínio computacional pouco complexo e condições de fronteira simplificadas. De uma forma abrangente, estes estudos permitem a análise e previsão do comportamento do escoamento e dos seus principais parâmetros, como por exemplo: a deformação da superfície livre ao longo do canal, os campos de velocidade, as tensões de arrastamento, as tensões de Reynolds e as correntes secundárias que se desenvolvem no escoamento.

Os primeiros métodos numéricos desenvolvidos aplicavam-se apenas a fluidos perfeitos e são baseados na teoria potencial. Com o aumento do potencial computacional e com o desenvolvimento de técnicas numéricas, passou a ser possível simular escoamentos viscosos com superfície livre a partir da resolução das equações fundamentais (conservação de massa e equações de Navier-Stokes). Em alguns casos, as simulações numéricas permitem prescindir de ensaios experimentais, pois obtém-se resultados precisos com um custo bastante reduzido.

Para escoamentos turbulentos o campo de velocidade é caracterizado por flutuações que potenciam a capacidade de mistura do escoamento. Devido a estas flutuações é necessária uma elevada capacidade computacional para simular estes escoamentos, através da sua simulação directa



(simulações de turbulência e malhas muito finas). De modo a reduzir o esforço computacional é utilizado uma malha mais grosseira e a aplicação dos modelos de turbulência para o fecho das equações RANS que permitem assim simular estatisticamente os efeitos de pequena escala.

Na modelação tridimensional de escoamentos turbulentos, o modelo de fecho de turbulência  $k-\varepsilon$  tem sido o mais usado, pois apresenta resultados de boa qualidade para diversas condições sem que seja necessário alterar as constantes presentes no modelo (Wright, 2001). O modelo é capaz de simular adequadamente as principais características do escoamento (Cokljat e Kralj, 1997). Porém, o desempenho deste modelo é reduzido nas zonas onde existe anisotropia turbulenta e consequentemente a hipótese de viscosidade turbulenta isotrópica, proposta por Boussinesq, deixa de ser válida. Assim, com a necessidade de melhor aproximar a resultados experimentais, desenvolveu-se o modelo RSM (*Reynolds Stress Model*) que permite determinar as tensões anisotrópicas causadas pelo escoamento.

A aplicação do RSM iniciou-se na década de 90. Este modelo apresenta bom comportamento nas zonas de interface do escoamento fluvial num canal de secção composta, aproximando-se bastante de ensaios experimentais. Este modelo tem sido desenvolvido ao longo do tempo, com o objectivo de melhorar a determinação das correntes secundárias. Seguidamente serão apresentados, cronologicamente, estudos realizados num canal de secção composta, aplicando modelos com base no modelo RSM.

Shih *et al.* (1995) simularam vários tipos de escoamento com o modelo ARSM (*Algebraic Reynolds Stress Model*), baseado nas equações  $k-\varepsilon$  e com o modelo  $k-\varepsilon$  standard. A comparação dos modelos revelou que o modelo ARSM melhora significativamente a capacidade de previsão dos parâmetros de escoamento comparativamente aos modelos baseados nas equações  $k-\varepsilon$ , especialmente em escoamentos que envolvem forte separação ou fortes camadas de atrito. Nestas condições, o modelo  $k-\varepsilon$  standard sobrestima a viscosidade turbulenta, conduzindo a piores resultados da tensão tangencial, do gradiente de pressões, da separação e da recirculação. A vantagem do modelo ARSM reside na formulação da viscosidade turbulenta efectiva que tem em conta a taxa média de deformação, onde a viscosidade turbulenta efectiva é diminuída significativamente pela taxa de deformação.

Cokljat e Younis (1995) simularam dados experimentais do FCF (*Flood Channel Facility*) com um modelo RSM de 2ª ordem. Concluíram que a curva de vazão é bem reproduzida, assim como a distribuição dos caudais dos leitos principal e de cheia. O modelo reproduziu adequadamente as isolinhas de velocidade incluindo o efeito da superfície livre. O número de células secundárias e o escoamento secundário foi também bem reproduzido.

Naot *et al.* (1996) aplicaram o modelo ARSM para várias densidades de vegetação no leito de cheia num escoamento com superfície livre em canais de secção composta. Concluíram que com o aumento da densidade da vegetação, o escoamento no leito de cheia decresce; as correntes secundárias no leito principal aumentam com o acréscimo da densidade da vegetação, resultando num afastamento das isolinhas de velocidade máxima do leito de cheia; e a energia turbulenta neste leito reduz-se gradualmente.

Kang e Choi (2005) aplicaram o modelo de RSM na simulação numérica tridimensional de um escoamento num canal de secção composta com vegetação no leito de cheia, com objectivo de determinar as correntes secundárias criadas pela anisotropia turbulenta. A simulação foi realizada para três diferentes densidades de vegetação, pretendendo assim determinar o impacto da densidade da vegetação no escoamento médio e nas estruturas turbulentas. A velocidade média do escoamento no leito de cheia decresce e o ponto de velocidade máxima move-se para a direita (afastando do leito de cheia) com aumento da densidade da vegetação; confirmaram também que as intensidades das correntes secundárias no leito principal aumentam com o aumento da densidade da vegetação. A intensidade turbulenta apresenta valores elevados perto da interface dos dois leitos, e o valor máximo aumenta com o aumento da densidade da vegetação devido ao efeito das correntes secundárias e a intensidade turbulenta aumenta na região da parede do leito principal. As tensões de Reynolds, são similares com o perfil da intensidade turbulenta, apresentando o seu valor máximo perto da interface, e aumentando com a densidade da vegetação. No leito principal verificaram que as tensões de Reynolds sobre uma linha são nulas e que esta linha deforma-se para direita (ou seja, aumenta de intensidade) com o aumento da densidade da vegetação. Para a tensão de arrastamento constataram que aumenta suavemente na parede do leito de cheia para a interface dos leitos e logo a seguir diminui drasticamente e depois mostra uma distribuição parabólica no leito principal. A tensão de arrastamento nos leitos de cheia diminui com o aumento da densidade da vegetação, enquanto na interface e no leito principal aumenta, e tem valor máximo na parede do leito principal.

Jing *et al.* (2009) simularam dados experimentais de escoamentos em canal de secção composta com meandros aplicando o modelo RSM. Concluíram que quando o escoamento se faz apenas no leito principal, a direcção das correntes secundárias é influenciada maioritariamente pela força centrífuga devido à curvatura do canal. Porém, quando o escoamento ocupa também os leitos de cheia, a direcção das correntes secundárias no leito principal passa a ser também afectada pela interacção entre o escoamento nos leitos. Verificaram ainda que as correntes secundárias se tornam mais fortes com o aumento da altura de água.

Filonovich *et al.* (2010) simularam escoamentos em canais de secção composta com um modelo  $k-\varepsilon$ , um modelo misto, que utiliza o  $k-\omega$  na zona perto das fronteiras e  $k-\varepsilon$  no restante domínio, e um modelo EARSM. Concluíram que o modelo anisotrópico EARSM permite prever com precisão os perfis verticais de velocidade na região da interface dos leitos. Por sua vez, os outros dois modelos isotrópicos subestimam as velocidades no leito de cheia, junto à interface, e sobrestimam as velocidades no leito principal, junto à interface. No leito principal os modelos isotrópicos apresentam melhor performance e no leito de cheia todos os modelos apresentam resultados similares. Os resultados numéricos das isolinhas de velocidade, dos vectores do escoamento secundário e da ECT (Energia Cinética Turbulenta) revelam a importância da modelação da anisotropia, dado que esta é responsável pelo escoamento secundário que, por sua vez, deforma as isolinhas de velocidade na região da interface. Os resultados do EARSM vão ao encontro dos resultados obtidos por Nezu (1994) na simulação dos escoamentos experimentais de Tominaga e Nezu (1991) com um modelo ASRM proposto por Naot e Rodi (1982).

Brito *et al.* (2012) simularam numericamente o escoamento em canais de secção composta com rugosidade nos leitos de cheia, através de leis de parede e aplicaram o modelo EARSM para a modelação da turbulência, com o objectivo de estudar a influência da rugosidade nos leitos de cheia e obter com rigor o estabelecimento do regime uniforme no escoamento. Concluíram que a adopção de leis de parede para leitos de cheia rugosos permite obter resultados precisos, desde que a posição da primeira célula seja bem definida. A metodologia adoptada para o estabelecimento do regime uniforme, baseada na alteração da altura na condição de fronteira a jusante, revelou-se uma boa alternativa à metodologia tradicional de calibração artificial da rugosidade das fronteiras sólidas. Os resultados também permitiram demonstrar que o modelo EARSM simula o escoamento secundário mais intenso para alturas de água maiores.

Um estudo semelhante é desenvolvido neste trabalho baseado também no modelo EARSM, com o programa ANSYS CFX, mas adoptando a metodologia para o estabelecimento do regime uniforme, baseado na alteração dos caudais, pois permite que as alturas relativas se mantenham fixas para as várias alturas em estudo. A modelação da rugosidade nos leitos de cheia é feita através de funções de parede, por isso para cada altura relativa pretende-se determinar a posição da primeira célula de modo a obter resultados precisos.



## Capítulo 3      Método Numérico

Neste capítulo apresentam-se, inicialmente, as equações que governam o escoamento num canal de secção composta: conservação de massa e as equações de Navier-Stokes. Seguidamente apresentam-se as equações RANS obtidas através da decomposição de Reynolds aplicadas às equações de Navier-Stokes e aplicação do operador médio temporal. De modo a resolver o problema de fecho das equações RANS, é descrito o modelo de turbulência EARSM. Descreve-se também o método VoF utilizado na modelação da superfície livre.

Na parte final deste capítulo descreve-se a metodologia de geração da malha, faz-se também uma breve referência sobre as condições de fronteira e os esquemas numéricos utilizados na aplicação CFX-ANSYS.

### 3.1 Equações de Navier-Stokes

O escoamento de um fluido pode ser descrito pela conservação de massa e pelas equações de Navier-Stokes. Estas últimas equações derivam da aplicação da conservação da quantidade de movimento num volume de controlo arbitrário. Para fluidos newtonianos incompressíveis, as equações de conservação de massa e de Navier-Stokes são descritas da seguinte forma:

$$\frac{\partial u_i}{\partial x_i} = 0 \quad (3.1)$$

$$\rho \frac{Du}{Dt} = \rho \left( \frac{\partial u}{\partial t} + u \nabla u \right) = -\nabla p + \nabla T + f \quad (3.2)$$

onde  $x_i$  ( $i=1,2,3$ ) são as componentes das coordenadas cartesianas,  $u_i$  ( $i=1,2,3$ ) são as componentes da velocidade,  $t$  é o tempo e  $p$  é a pressão.

A Equação 3.2 traduz o equilíbrio das forças que actuam sobre o elemento de fluido. A parte esquerda da equação descreve a variação da quantidade de movimento no tempo e a parte direita da equação é a resultante das forças externas, onde a componente  $\nabla p$  é o gradiente de pressão,  $\nabla T$  é o gradiente das tensões viscosas e  $f$  é o peso do elemento de fluido.

As equações de Navier-Stokes são equações diferenciais parciais não-lineares, não permitindo estabelecer explicitamente uma relação linear entre a velocidade e pressão. A não-linearidade é devida à aceleração convectiva, em que a aceleração é associada à mudança da velocidade em cada posição, representada pela quantidade não-linear:  $u \nabla u$ . Consequentemente, qualquer fluxo de convecção, implicará a não-linearidade, tornando a maioria dos problemas difíceis, sendo o principal contribuidor da turbulência.

O efeito de tensão num fluido é representado pelos gradientes de pressão e tensões viscosas, estes são os gradientes das forças de contacto. O gradiente de pressão surge da tensão normal dinâmica. O gradiente das tensões viscosas, para escoamentos incompressíveis, traduz apenas o efeito de arrastamento. O tensor das tensões totais corresponde a:

$$\sigma_{ij} = -pI + T_{ij} \quad (3.3)$$

Onde  $I$  é uma matriz identidade de ordem 3 e a pressão  $p$  é igual:

$$p = -\frac{1}{3} (\sigma_{ii}) \quad (3.4)$$

e

$$T_{ij} = \mu \left( \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \quad (3.5)$$

sendo  $\mu$  a viscosidade dinâmica.

Para um fluido newtoniano (viscosidade constante) o tensor das tensões é dado da seguinte forma:

$$\sigma_{ij} = -p\delta_{ij} + \mu \left( \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) = -pI + 2\mu s_{ij} \quad (3.6)$$

onde  $\delta_{ij}$  é a função delta de Kronecker, que é 1 se  $i = j$  e 0 caso contrário,  $s_{ij}$  é o tensor da taxa de deformação:

$$s_{ij} = \frac{1}{2} \left( \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \quad (3.7)$$

Para fluidos newtonianos, o efeito da viscosidade é representado por um vector laplaciano de um campo de velocidade. O gradiente das tensões viscosas torna-se  $\mu \nabla^2 u$ . Isto implica que a viscosidade num fluido Newtoniano represente a difusão da quantidade de movimento.

As equações de Navier-Stokes serão descritas da seguinte forma:

$$\overbrace{\rho \left( \frac{\partial u}{\partial t} + \underbrace{u \nabla u}_{\text{aceleração convectiva}} \right)}^{\text{Inércia (por volume)}} = \underbrace{-\nabla p}_{\text{gradiente de pressões}} + \underbrace{\mu \nabla^2 u}_{\text{tensões viscosas}} + \underbrace{f}_{\text{forças de massa (por volume)}} \quad (3.8)$$

Estas equações são normalmente usadas em sistemas de coordenadas tridimensionais. Assim, as equações da conservação de massa e de Navier-Stokes segundo as coordenadas cartesianas e em notação indicial tomam a seguinte forma:

$$\frac{\partial u_i}{\partial x_i} = 0 \quad (3.9)$$

$$\rho \left( \frac{\partial u_i}{\partial t} + \frac{\partial u_i u_j}{\partial x_j} \right) = -\frac{\partial p}{\partial x_i} + \rho g_i + \frac{\partial T_{ij}}{\partial x_j} \quad (3.10)$$

Os termos da Equação 3.10 constituem sistemas equivalentes de equações diferenciais de segunda ordem que, conjuntamente com a equação da continuidade (Equação 3.9), possibilitam o estudo de escoamentos de fluidos newtonianos incompressíveis. Em princípio, as quatro equações são suficientes para determinar as incógnitas  $p$  e  $u_i$ .

### 3.2 Equações RANS

Idealmente, dentro da aproximação numérica, é possível calcular o campo de escoamento turbulento completo, resolvendo-se numericamente as equações de Navier-Stokes. Esta abordagem, conhecida na literatura como DNS, foi a grande ferramenta para a exploração e compreensão do fenómeno da turbulência, uma vez que não há solução analítica disponível das equações de Navier-Stokes, mesmo para o escoamento turbulento mais simples.

Na modelação estatística clássica proposta por Reynolds, baseada na decomposição das propriedades do escoamento, a velocidade instantânea nos escoamentos turbulentos, pode ser obtida através da soma da componente média temporal e da sua flutuação em torno da média, podendo ser expressa em coordenadas cartesianas, da seguinte forma:

$$u_i(x_i, t) = \bar{u}_i(x_i) + u'_i(x_i, t) \quad (3.11)$$

onde  $\bar{u}_i$  ( $i=1,2,3$ ) são as componentes da velocidade média temporal e  $u'_i$  ( $i=1,2,3$ ) as suas flutuações. A velocidade média temporal é definida por:

$$\bar{u}_i(x_i) = \lim_{\Delta T \rightarrow \infty} \frac{1}{\Delta T} \int_t^{\Delta T+t} u_i dt \quad (3.12)$$

Ao aplicar-se a decomposição de Reynolds a todas as quantidades do escoamento, presentes nas equações de Navier-Stokes, e realizando um procedimento de média sobre as equações resultantes, obtém-se as equações para a descrição do movimento médio (equações RANS), escritas da seguinte forma:

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_i} = 0 \quad (3.13)$$

$$\rho \left( \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \frac{\partial \bar{u}_j \bar{u}_i}{\partial x_j} \right) = - \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \rho g_i + \mu \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ \left( \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) \right] + \frac{\partial}{\partial x_j} (-\rho \overline{u'_i u'_j}) \quad (3.14)$$

O procedimento de média introduz um novo termo  $(-\overline{u'_i u'_j})$ , o qual é o único termo relacionado com a turbulência que permanece, uma vez que  $u'_j$  é a flutuação da componente  $i$  da velocidade.



Este termo atua como tensão sobre o movimento médio resolvido, sendo as componentes do chamado tensor de Reynolds:

$$\tau_{ij} = -\rho \overline{u'_i u'_j} \quad (3.15)$$

Este tensor representa o efeito das flutuações da velocidade no campo médio de velocidade. Precisa ser modelado para se poder fechar o sistema de equações.

A simulação numérica de problemas práticos de engenharia necessita da modelação deste tensor o que é feito geralmente através da introdução de modelos de turbulência.

### 3.3 Modelo de turbulência EARSM

No presente estudo optou-se pela utilização do modelo de turbulência anisotrópico EARSM pois tem em conta vários aspectos que melhoram significativamente os resultados obtidos em comparação com os outros modelos de turbulência isotrópicos, sendo que este modelo reproduz o efeito das correntes secundárias e a anisotropia turbulenta (Brito *et al.*, 2012). Nos modelos isotrópicos as escalas de velocidade e comprimento de mistura são iguais para todas as direcções existentes. Para o estudo realizado o escoamento é anisotrópico, geralmente, estas escalas variam com a direcção.

O modelo EARSM foi desenvolvido a partir do modelo implícito ARSM (Wallin e Johansson, 2002). O principal motivo deste desenvolvimento é porque o modelo ARSM é muito pesado numérica e computacionalmente. Em várias aplicações os esforços computacionais foram elevados e os benefícios da utilização do ARSM em vez do tensor de transporte de Reynolds foram sucessivamente perdidos. Então, é necessário uma metodologia de cálculo mais simples e directa das tensões de Reynolds anisotrópicas.

No modelo EARSM, as tensões de Reynolds são explicitamente relacionadas com o campo de escoamento médio. Este modelo é muito mais robusto numericamente e tem um efeito negligenciável no esforço computacional quando comparado com os modelos de duas equações,  $k-\varepsilon$  e  $k-\omega$ . Este modelo contempla as tensões de Reynolds anisotrópicas, fornecendo assim melhores resultados em escoamentos cujas escalas variam com a direcção. Baseando-se nas equações de transporte para todas as componentes das tensões de Reynolds e para a taxa de dissipação turbulenta,  $\varepsilon$ . Onde as tensões de Reynolds podem ser escritas da seguinte forma explícita:

$$\overline{u'_i u'_j} = k \left( a_{ij} + \frac{2}{3} \delta_{ij} \right) \quad (3.16)$$

onde  $k$  representa a energia cinética turbulenta, expressa por:

$$k = \frac{1}{2} \overline{u'_i u'_i} \quad (3.17)$$

e  $a_{ij}$  representa a parte anisotrópica das tensões de Reynolds adimensionais:

$$\begin{aligned} a_{ij} = & \beta_1 S_{ij} + \beta_2 \left( S_{ij}^2 - \frac{1}{3} II_S I \right) + \beta_3 \left( \Omega_{ij}^2 - \frac{1}{3} II_\Omega I \right) + \beta_4 (S_{ij} \Omega_{ij} - \Omega_{ij} S_{ij}) \\ & + \beta_5 (S_{ij}^2 \Omega_{ij} - \Omega_{ij} S_{ij}^2) + \beta_6 \left( S_{ij} \Omega_{ij}^2 + \Omega_{ij}^2 S_{ij} - \frac{2}{3} III \right) + \beta_7 \left( S_{ij}^2 \Omega_{ij}^2 + \Omega_{ij}^2 S_{ij}^2 - \frac{2}{3} IV \right) \\ & + \beta_8 (S_{ij} \Omega_{ij} S_{ij}^2 - S_{ij}^2 \Omega_{ij} S_{ij}) + \beta_9 (\Omega_{ij} S_{ij} \Omega_{ij}^2 - \Omega_{ij}^2 S_{ij} \Omega_{ij}) + \beta_{10} (\Omega_{ij} S_{ij}^2 \Omega_{ij}^2 - \Omega_{ij}^2 S_{ij}^2 \Omega_{ij}) \end{aligned} \quad (3.18)$$

sendo o tensor da taxa de deformação,  $S_{ij}$ , e tensor da taxa de vorticidade,  $\Omega_{ij}$ , representados seguidamente:

$$\begin{aligned} S_{ij} &= \frac{\tau}{2} \left( \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \\ \Omega_{ij} &= \frac{\tau}{2} \left( \frac{\partial u_i}{\partial x_j} - \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \end{aligned} \quad (3.19)$$

onde  $I$  representa a matriz identidade e os coeficientes  $\beta$ , para escoamentos tridimensionais, são descritos de uma forma simplificada do seguinte modo:

$$\begin{aligned} \beta_1 &= -\frac{N(2N^2 - 7II_\Omega)}{Q} \\ \beta_3 &= -\frac{12N^{-1}IV}{Q} \\ \beta_4 &= -\frac{2(N^2 - 2II_\Omega)}{Q} \\ \beta_6 &= -\frac{6N}{Q} \\ \beta_9 &= \frac{6}{Q} \end{aligned} \quad (3.20)$$

onde todos os  $\beta$  restantes são nulos. O denominador  $Q$  é obtido da seguinte forma:

$$Q = \frac{5}{6} (N^2 - 2II_\Omega)(2N^2 - II_\Omega) \quad (3.21)$$

Os invariantes, que aparecem na formulação do tensor anisotrópico e dos coeficientes  $\beta$ , são definidos da seguinte forma:

$$II_S = \text{tr}\{S_{ij}^2\}, \quad II_\Omega = \text{tr}\{\Omega_{ij}^2\}, \quad IV = \text{tr}\{S_{ij}\Omega_{ij}^2\} \quad (3.22)$$

Em escoamentos tridimensionais a equação para resolver a função  $N$  é de sexta ordem e nenhuma solução explícita pode ser obtida, no entanto em escoamentos bidimensionais a função  $N$  pode ser resolvida por uma equação cúbica e utilizada também para casos tridimensionais (Hämäläinen, 2001):

$$N = \begin{cases} \frac{C'_1}{3} + (P_1 + \sqrt{P_2})^{1/3} + |P_1 - \sqrt{P_2}|^{1/3} \sin(P_1 - \sqrt{P_2}), & P_2 \geq 0 \\ \frac{C'_1}{3} + 2(P_1^2 - P_2) \cos \left[ \frac{1}{3} \cos^{-1} \left( \frac{P_1}{\sqrt{P_1^2 - P_2}} \right) \right], & P_2 < 0 \end{cases} \quad (3.23)$$

Sendo  $C'_1$  uma constante do modelo, os parâmetros  $P_1$  e  $P_2$  podem ser obtidas pelo seguinte modo:

$$\begin{aligned} P_1 &= \left( \frac{C_1'^2}{27} + \frac{9}{20} II_S - \frac{2}{3} II_\Omega \right) C'_1 \\ P_2 &= P_1^2 - \left( \frac{C_1'^2}{9} + \frac{9}{10} II_S - \frac{2}{3} II_\Omega \right)^3 \end{aligned} \quad (3.24)$$

A equação de transporte da parte anisotrópica das tensões de Reynolds adimensionais pode ser escrita da seguinte forma:

$$\frac{k}{\varepsilon} \frac{Da_{ij}}{Dt} - \frac{1}{\varepsilon} \left( \frac{\partial \overline{u'_i u'_j u'_l}}{\partial x_l} - \frac{\overline{u'_i u'_j}}{k} \frac{\partial k u'_l}{\partial x_l} \right) = - \frac{\overline{u'_i u'_j}}{k} \left( \frac{P}{\varepsilon} - 1 \right) + \frac{P_{ij}}{\varepsilon} - \frac{\varepsilon_{ij}}{\varepsilon} + \frac{\phi_{ij}}{\varepsilon} \quad (3.25)$$

Estes parâmetros da equação serão definidos mais adiante.

Em escoamentos onde as tensões anisotrópicas de Reynolds variam lentamente no tempo e no espaço, a equação de transporte para o tensor das tensões anisotrópicas de Reynolds é reduzida para uma relação algébrica implícita. Assim a convecção e a difusão da tensão anisotrópica de Reynolds

podem ser desprezadas, sendo este o princípio de ARSM. Isto significa que os termos da esquerda da equação podem ser desprezadas e consideradas nulas

$$\frac{k}{\varepsilon} \frac{Da_{ij}}{Dt} - \frac{1}{\varepsilon} \left( \frac{\partial \overline{u'_i u'_j u_l}}{\partial x_l} - \frac{\overline{u'_i u'_j}}{k} \frac{\partial k u_l}{\partial x_l} \right) = 0 \quad (3.26)$$

O termo de convecção,  $Da_{ij}/Dt$  é exactamente nulo para todos os escoamentos estacionários paralelos. Para escoamentos não-homogêneos ao desprezar os efeitos da difusão podem causar problemas, particularmente nas regiões onde o termo da produção é pequeno ou onde a não-homogeneidade é forte. Contudo, o conceito ARSM incorpora os efeitos rotacionais, os efeitos das correntes secundárias e o escoamento tridimensional. Este conceito resulta numa equação algébrica implícita para o tensor das tensões de Reynolds, onde é descrita como

$$\frac{\overline{u'_i u'_j}}{k} \left( \frac{P}{\varepsilon} - 1 \right) = \frac{P_{ij}}{\varepsilon} - \frac{\varepsilon_{ij}}{\varepsilon} + \frac{\phi_{ij}}{\varepsilon} \quad (3.27)$$

onde  $\varepsilon_{ij}$  é o tensor da taxa de dissipação turbulenta,  $\phi_{ij}$  é o tensor de redistribuição turbulenta e  $P_{ij}$  é o termo de produção turbulenta dados por:

$$P = \frac{P_{ii}}{2} \quad (3.28)$$

$$\frac{\varepsilon_{ij}}{\varepsilon} = \frac{2}{3} \delta_{ij} \quad (3.29)$$

$$\frac{P_{ij}}{\varepsilon} = -\frac{4}{3} S_{ij} - (a_{ik} S_{kj} + S_{ik} a_{kj}) + (a_{ik} \Omega_{kj}^* + \Omega_{ik}^* a_{kj}) \quad (3.30)$$

O tensor da vorticidade absoluta é descrito do seguinte modo:

$$\Omega_{ij}^* = \Omega_{ij} + \Omega_{ij}^S \quad (3.31)$$

onde o tensor do sistema rotacional  $\Omega_{ij}^S$  é definido como:

$$\Omega_{ij}^S = \tau \varepsilon_{jik} \omega_k^S \quad (3.32)$$

em que  $\varepsilon_{jik}$  é o tensor permutador e  $\omega_k^S$  é o vector do sistema da taxa rotacional. O tensor permutador toma o valor 1 quando os índices são 123, 231 ou 312. Toma o valor -1 quando os índices são 213, 321 ou 132. Para outras situações é nula.

O tensor de redistribuição é modelado em duas subpartes, redistribuição lenta e rápida. Onde a taxa de redistribuição lenta pode ser considerada linear em termos do tensor anisotrópico como

$$\frac{\phi_{ij}^{(s)}}{\varepsilon} = -C_1 a_{ij} \quad (3.33)$$

onde  $C_1$  é uma constante do modelo. Para a taxa de redistribuição rápida é escolhido o modelo geral linear de Launder, Reece e Rodi (LRR), que é normalmente escrito para um sistema não rotativo como:

$$\frac{\phi_{ij}^{(r)}}{\varepsilon} = \frac{4}{5} S_{ij} + \frac{9C_2 + 6}{11} \left( a_{ik} S_{kj} + S_{ik} a_{kj} - \frac{2}{3} a_{km} S_{mk} \delta_{ij} \right) - \frac{7C_2 - 10}{11} (a_{ik} \Omega_{kj}^* - \Omega_{ik}^* a_{kj}) \quad (3.34)$$

onde  $C_2$  é uma constante do modelo.

Definidos todos os termos da equação algébrica implícita do tensor das tensões anisotrópicas de Reynolds obtém-se assim

$$\begin{aligned} \left( C_1 - 1 + \frac{P}{\varepsilon} \right) = & -\frac{8}{15} S_{ij} + \frac{7C_2 + 1}{11} (a_{ik} \Omega_{kj}^R - \Omega_{ik}^R a_{kj}) \\ & - \frac{5 - 9C_2}{11} \left( a_{ik} S_{kj} + S_{ik} a_{kj} - \frac{2}{3} \delta_{ij} a_{jk} S_{ki} \right) \end{aligned} \quad (3.35)$$

Onde o tensor da taxa de vorticidade média efectiva,  $\Omega_{kj}^R$ , é definido por:

$$\Omega_{ij}^R = \Omega_{ij} + \frac{7C_2 + 12}{7C_2 + 1} \Omega_{ij}^S \quad (3.36)$$

O procedimento aqui descrito para a obtenção de uma forma explícita (onde obtemos o modelo EARSIM) é evitar a não-linearidade, considerando a produção da taxa de dissipação ( $P/\varepsilon$ ) como uma incógnita extra. Assim, o sistema de equações lineares resultante pode ser formalmente escrito da seguinte forma:

$$L_{ij}(a_{ij}, S_{ij}, \Omega_{ij}^R, P/\varepsilon) = 0 \quad (3.37)$$

Sendo possível resolver directamente o sistema de equações. O tensor anisotrópico é dependente apenas de dois tensores,  $S_{ij}$  e  $\Omega_{ij}^R$ , onde pode ser utilizada para formar uma base completa para a anisotropia. Várias técnicas foram desenvolvidas com níveis diferentes de simplificações, como exemplo temos: Girimaji (1996), Pope (1975), Taulbee (1992, 1994) e Gtski e Speziale (1993). Em

Wallin (2000) encontramos a completa descrição do modelo de turbulência EARSM, bem como das diversas constantes empíricas determinadas experimentalmente.

A resolução das equações RANS com o modelo de turbulência de EARSM, torna-se bastante mais fácil com a implementação da viscosidade turbulenta, tendo por base as incógnitas definidas pelo modelo:

$$\nu_T = -\frac{1}{2} (\beta_1 + H_\Omega \beta_6) k \tau_t \quad (3.38)$$

Onde  $\tau_t$  é o passo tempo, definido por:

$$\tau_t = \frac{k}{\varepsilon} \quad (3.39)$$

O sistema de equações apresentado anteriormente é válido apenas para escoamentos monofásicos, ou seja, escoamentos em que existe apenas um fluido. Como o presente trabalho é o estudo numérico de um escoamento realizado com superfície livre, escoamentos multifásicos, em que existe a presença da água e do ar, é necessário desenvolver técnicas para a resolução destas equações, com objectivo de definir a interface entre esses modelos.

### 3.4 Método VoF

O escoamento com superfície livre representa um caso particular de escoamento multifásico. A principal dificuldade é encontrar a posição da interface entre os dois fluidos de modo a determinar a posição da superfície livre. Para capturar a superfície livre do escoamento no trabalho desenvolvido foi utilizado o método VoF (Hirt e Nichols, 1981). Neste método, a técnica da captura da superfície livre será obtida pela malha fixa Euleriana, de modo que a interface não coincida com a linha da malha, em que a equação de transporte é utilizada para determinar a fracção de volume para cada elemento da malha do domínio computacional.

A fracção de volume,  $C$ , é definida como sendo um escalar que representa a taxa de presença de um fluido no domínio computacional (Ubbink e Issa, 1999). O valor  $C$  igual a 1 em qualquer ponto do domínio computacional representa uma zona ocupada exclusivamente pela água, e igual a 0 caso contenha apenas ar. No método VoF a interface entre os fluidos não é explicitamente determinada, mas aparece como uma propriedade do campo da fracção de volume. A fracção de volume pode tomar qualquer valor entre 0 e 1, a interface nunca pode ser claramente definida, mas ocupa o volume da região envolvente onde a interface deve existir. No presente trabalho utilizou-se o isovalor médio de  $C = 0,5$  para identificar a posição da superfície livre. Este valor foi também aplicado em estudos realizados por Filonovich *et al.* (2010) e Brito *et al.* (2012). A evolução do escalar  $C$  é governada pela seguinte equação de transporte:

$$\frac{\partial C}{\partial t} + \frac{\partial C u_i}{\partial x_i} = 0 \quad (3.40)$$

Depois da distribuição de  $C$  ser determinada, a interface em cada célula é reconstruída do valor do elemento da malha e do gradiente local de  $C$ . A velocidade e a pressão em elementos que contêm a interface são assim atribuídos de modo a garantir completamente as condições de tensão da superfície livre (Nichols e Hirt, 1981).

Na Figura 3.1 representa-se a repartição da fracção de volume usada na identificação da superfície livre pelo método VoF num canal de secção composta.

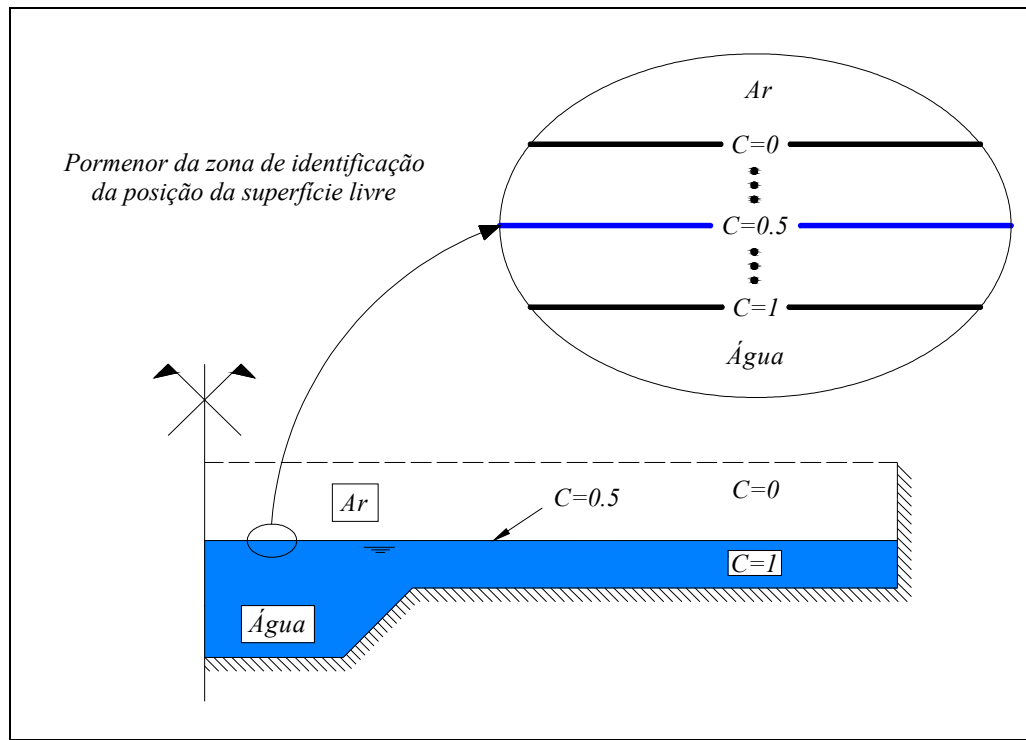


Figura 3.1: Repartição da fracção de volume num canal de secção de composta.

As propriedades físicas na interface dos dois fluidos são calculadas como médias ponderadas desta fracção. A massa volúmica e a viscosidade cinemática no domínio computacional, são calculadas do seguinte modo:

$$\rho = C\rho_{\text{água}} + (1 - C)\rho_{\text{ar}} \quad (3.41)$$

$$\mu = C\mu_{\text{água}} + (1 - C)\mu_{\text{ar}} \quad (3.42)$$

A obtenção de mais detalhes relativamente ao algoritmo de modelação numérica dos problemas com superfície livre pode ser encontrada em Ubbink e Issa (1999).

### 3.5 Geração da malha

A qualidade da solução numérica, depende basicamente de dois factores: o primeiro é referente ao esquema numérico utilizado para resolver as equações que governam os escoamentos, e o segundo, é referente à qualidade da malha. Assim sendo, os códigos tornam-se mais robustos e eficientes quando usam uma malha bem construída.

Na geração da malha, deve-se seguir determinados requisitos: a malha deve ser válida, ou seja, não deve haver sobreposições; deve adaptar-se à fronteira, a densidade local de pontos deve ser adequada, pois uma malha mal construída pode conduzir a resultados incorrectos ou à instabilidade do modelo numérico. A forma e a distribuição dos elementos da malha devem ser optimizados, isto é, a discretização no domínio computacional deve ser adequada à intensidade da variação das propriedades dos escoamentos (gradiente de velocidade, de pressão e de fracção de volume). Deve-se evitar a elevada densidade da malha pois implica a utilização de mais tempo de processamento, ou seja, deve-se encontrar um compromisso entre a precisão dos resultados numéricos e o tempo de processamento.

Uma malha pode ser definida como sendo uma discretização de um domínio em formas geométricas simples e discretas. Geralmente, as malhas são classificadas como: estruturadas e não-estruturadas (ANSYS CFX, 2009).

Uma malha estruturada é definida como uma grelha em que cada ponto tem seis vizinhos, para o caso tridimensional. Esta característica das malhas faz com que a matriz do sistema de equações algébrico seja regular, o que optimiza a velocidade de resolução dos sistemas, apesar de existir um grande número de esquemas de resolução eficientes para malhas estruturadas, as quais apropriadas apenas para domínios simples.

As malhas não-estruturadas são malhas apropriadas para geometrias complexas, podem ser formadas por elementos triangulares, tetraedros, hexaedros, dependendo da precisão desejada para a aproximação da geometria. Apesar da conveniência da sua aplicação para aproximar domínios complexos, a sua utilização pode resultar numa estrutura de dados irregulares o que gera um sistema de equações algébricos, cuja resolução é lenta e a discretização muito complexa.



Não obstante, como a geometria do domínio computacional não é muito complexa, optou-se pela utilização neste trabalho de uma malha estruturada. As malhas estruturadas ortogonais foram aplicadas nos leitos principal e de cheia, alterando-se apenas na interface da secção composta, pois aqui a malha perde a ortogonalidade mas mantém-se estruturada.

### 3.5.1 Discretização da malha no domínio computacional

De modo a obter resultados precisos e reduzindo o esforço computacional exigido pela resolução do escoamento na geometria em estudo, optou-se por otimizar a malha, isto é, garantindo o número mínimo de elementos, como demonstrada na Figura 3.2. Esta optimização é feita com base nos critérios de correlação entre a intensidade dos gradientes e a densidade da malha. Assim, a optimização da malha é feita reduzindo o número de elementos no domínio computacional, onde se prevê que os gradientes de velocidade, pressão e fracção de volume sejam poucos significativos. Esta redução do número de elementos no domínio computacional permite reduzir o tempo de cálculo. A redução de elementos na discretização da malha optimizada segue os seguintes critérios pré-definidos (Brito *et al.*, 2012):

- Na zona de detecção da superfície livre a discretização é feita com uma malha suficientemente fina na direcção vertical em todo o domínio. Esta condição é indispensável, pois assegura uma transição entre o ar e a água mais precisa (em termos da difusividade) para o estudo da forma da superfície livre. Os elementos são estirados na direcção horizontal, pois a variação do escalar que descreve o VoF dá-se na vertical.
- Na zona de interface entre os escoamentos (entenda-se zona de troca de massa e de quantidade de movimento entre o leito principal e de cheia, onde se desenvolve a camada de mistura) é necessário que a malha seja suficientemente fina, de modo a garantir resultados precisos.
- No interior do domínio computacional pode-se usar uma malha mais grosseira mas deve haver uma continuidade na variação das dimensões dos elementos. A não verificação deste critério pode provocar choque numérico e instabilidade na simulação e consequentemente não haverá convergência dos resíduos.
- Na vizinhança das paredes (zona de maior gradiente) é importante ter uma malha fina de modo a garantir uma melhor representação do campo de velocidade. No entanto a dimensão dos elementos é avaliada a partir do parâmetro  $z^+$ , pois permite a aplicação da lei de parede definidos no modelo de turbulência escolhido.

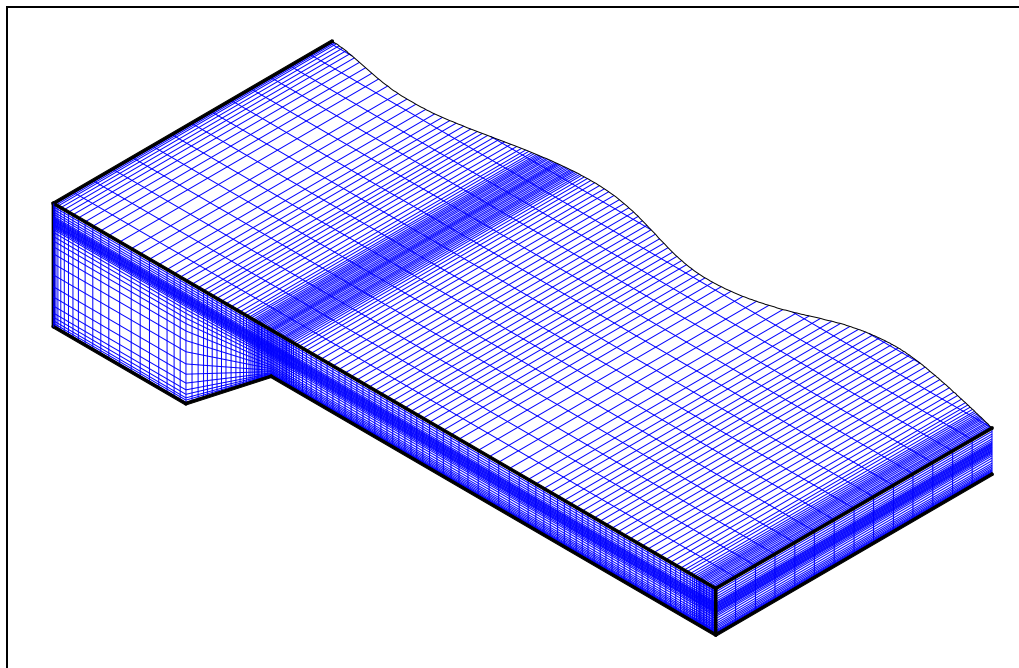


Figura 3.2: Malha do domínio computacional.

### 3.6 Condições de fronteira

Para simular numericamente o escoamento num canal de secção composta é necessário definir as condições de fronteiras para o problema. As condições de fronteiras relativamente à entrada e à saída de fluido, encontram-se bem definidas no programa ANSYS CFX. Este programa especifica as leis de parede para a simulação do escoamento na proximidade de paredes sólidas, podendo estas, ser seleccionadas nos menus do programa. Caso o utilizador pretenda aplicar uma dada situação física necessária para um determinado caso, pode definir as suas próprias condições fronteiras, através do código CEL (*CFX Expression Language*) escrita na própria linguagem do programa.

Neste estudo foram utilizadas as seguintes condições de fronteira (figura 3.3): na fronteira de entrada do domínio computacional adoptou-se a condição de velocidade (*velocity inlet*); na fronteira de saída assume-se a condição de pressão (*pressure outlet*); nas superfícies sólidas impõe-se a condição de parede (*wall*); na secção superior do domínio onde existe unicamente ar assume-se uma condição de parede sem aderência (*free slip wall*); no eixo de simetria do canal impõe-se uma condição de fronteira de simetria (*symmetry*) de forma a reduzir a dimensão do domínio e consequentemente o tempo de cálculo.

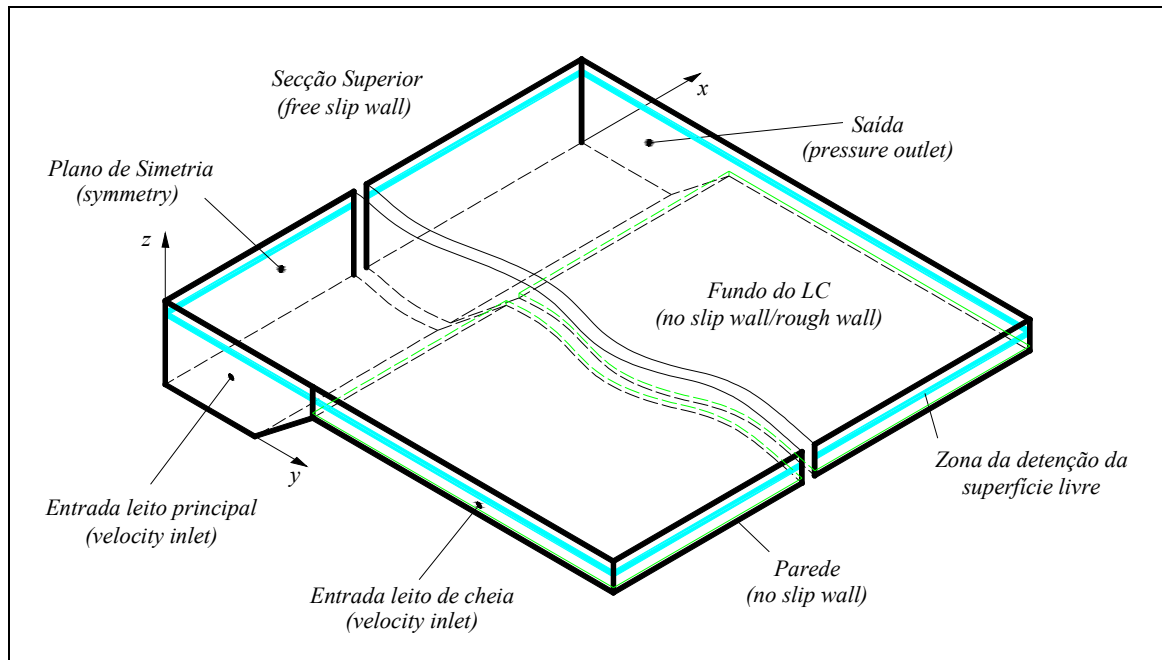


Figura 3.3: Domínio computacional e condições de fronteira.

Na Figura 3.3 identifica-se ainda a região onde a superfície livre pode evoluir, justifica-se identificar esta região pois é onde se pretende adaptar a malha de modo a obter maior precisão reduzindo a difusão da fracção de volume na superfície livre através do método VoF.

### 3.6.1 Condição de entrada

Na fronteira de entrada dos leitos principal e de cheia, impôs-se uma condição de velocidade média (*velocity inlet*), assumindo o perfil de velocidade constante. Esta condição permite garantir o nível de água na entrada do domínio computacional. Nesta fronteira é importante também introduzir a variação da fracção de volume com a altura.

A velocidade média de entrada no domínio computacional foi imposta com o perfil demonstrado na figura 3.4, tendo como base inicial de cálculo os resultados obtidos experimentalmente. É de salientar que essa velocidade de entrada irá adaptar-se ao longo do canal, modificando assim consideravelmente o perfil de velocidade nos dois leitos, verificando-se que a diferença de velocidades entre os leitos principal (ULP) e de cheia (ULC) continua sendo elevada, como é já conhecido.

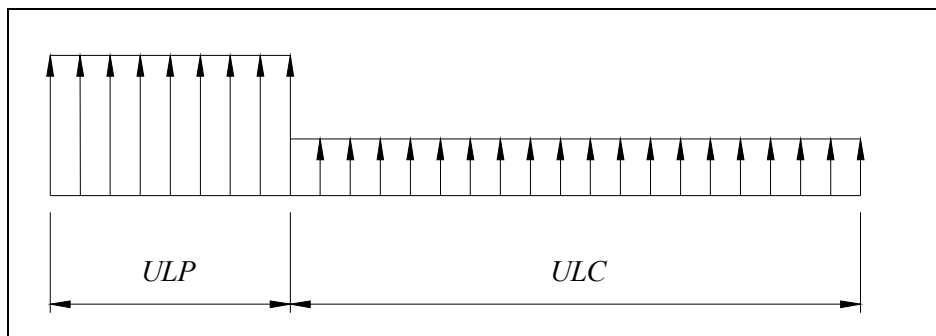


Figura 3.4: Perfil de velocidade imposta à entrada do domínio computacional.

### 3.6.2 Condição de saída

Na fronteira de saída do domínio computacional é imposta uma condição de pressão hidrostática que é equivalente à imposição de uma altura de escoamento. A especificação da pressão hidrostática como condição de fronteira é uma importante técnica para simular escoamentos com superfície livre, principalmente quando o domínio computacional não abrange todo o domínio físico do problema, pois esta metodologia permite reduzir a dimensão do domínio computacional através do corte numa secção transversal do canal. É importante realçar que a especificação da pressão não pode ser feita quando é definida a condição de velocidade. Por isso a condição de pressão hidrostática é especificada independentemente da velocidade fronteira.

### 3.6.3 Condição de simetria

A condição de simetria (*symmetry*) permite reduzir o domínio computacional para metade e consequentemente o tempo de cálculo. O plano de simetria implica restrições que espelham o escoamento em ambos os lados. Considera-se que a componente normal da velocidade no plano de simetria é nula e que a variável escalar normal do gradiente da fronteira também é nula.

### 3.6.4 Condição de parede

Nas fronteiras das superfícies sólidas escolhe-se a condição de parede (*wall*). Na superfície do domínio computacional onde existe unicamente ar, de modo a delimitar o domínio, aplica-se uma condição de parede sem aderência (*free slip wall*) onde as componentes da tensão tangencial são nulas e a velocidade normal é nula. Nas superfícies lisas impõe-se a condição de parede com aderência (*no slip wall*) correspondente a velocidades tangenciais e normais nulas. Em termos físicos, a diferença entre as leis de parede para superfícies lisas e rugosas, é que a viscosidade cinemática nesta última é substituída pela dimensão característica da rugosidade. Esta modificação é fácil de ser entendida, uma vez que o efeito que a superfície rugosa exerce na distribuição de quantidade de movimento do escoamento é muito maior do que no caso da superfície lisa, tornando

o efeito viscoso comparativamente irrelevante. Para leitos de cheia rugosos escolhe-se a condição de parede rugosa (*rough wall*) onde se introduz o valor da altura relativa da rugosidade média, determinada experimentalmente através da colocação de relva sintética.

O modelo de turbulência utilizado permite aplicar as leis de parede, considerando que as tensões tangenciais são constantes perto da parede, resultando num perfil de velocidade logarítmica. A imposição desta lei pelo modelo de turbulência depende muito do parâmetro adimensional  $z^+$ .

### 3.7 Esquemas e parâmetros numéricos utilizados

Na simulação numérica do escoamento num canal de secção composta é necessário escolher o passo de tempo adequado. Este parâmetro é importante, pois está intimamente ligado à precisão dos resultados da simulação numérica e ao tempo de cálculo. O uso de valor inadequado pode provocar perda de informação bem como a não convergência residual das componentes da velocidade, fracção de volume ou conservação da massa. Dos estudos já realizados em canal de secção composta por Tiago (2011), Filonovich *et al.* (2010) e Brito *et al.* (2012) o passo de tempo de 0.01 s revelou-se adequado ao trabalho realizado.

O programa ANSYS CFX utilizado neste trabalho permite escolher o esquema para a resolução das equações que governam este tipo de escoamento. Neste estudo o esquema utilizado é o *High Resolution*. Este baseia-se numa relação que permite corrigir a pressão a cada nova iteração de velocidade. Escolhe-se este esquema visto ser o esquema aconselhado no manual do ANSYS CFX para a modelação de escoamentos de superfície livre (ANSYS CFX 13.0.1 *User's Guide* 2010).

Na Tabela 3.1 apresenta-se o resumo dos esquemas e os parâmetros numéricos utilizados.

*Tabela 3.1: Parâmetros numéricos utilizados.*

Modelo multifásico	<i>VoF coupled</i>
Passo de Tempo	0.01 s
Modelo de Turbulência	EARSM
Esquema	<i>High Resolution</i>

Os esquemas e parâmetros adoptados neste trabalho (Tabela 3.1) já foram amplamente utilizados com sucesso no DEC/FCT em estudos de escoamento com superfície livre, como é o caso de estudos de escoamento em canal de secção composta por Tiago (2011), Filonovich *et al.* (2010) e Brito *et al.* (2012).



## Capítulo 4      Resultados

Neste capítulo apresentam-se os resultados numéricos do canal com leitos de cheia lisos e rugosos. O estudo é realizado em regime uniforme para alturas relativas de 0.10, 0.15, 0.20, 0.25, 0.30 e 0.38 para leitos lisos e alturas relativas de 0.15, 0.20 e 0.30 para leitos rugosos conforme os dados experimentais fornecidos pelo LNEC.

A análise dos resultados numéricos é feita através da comparação do campo de velocidade, da velocidade média em profundidade e da tensão de arrastamento com dados experimentais em três secções transversais do canal.

## 4.1 Estabelecimento do regime uniforme

O estabelecimento do regime uniforme no canal de secção composta fez-se do mesmo modo que o determinado experimentalmente no LNEC. O escoamento em regime uniforme permite caracterizar importantes parâmetros de escoamento como o campo de velocidade, o desenvolvimento da camada de mistura, a tensão de arrastamento, os perfis verticais de velocidade, a tensão de arrastamento, tensões de Reynolds e correntes secundárias.

### 4.1.1 Regime Uniforme

O estabelecimento do regime uniforme é muito difícil (Conway *et al.*, 2011). Estes autores sugeriram a aplicação de uma metodologia capaz de simplificar o estabelecimento deste regime. Esta metodologia baseia-se num processo iterativo onde, inicialmente, se define o modelo numérico que contempla a geometria do domínio computacional, as condições de saída e a rugosidade. Posteriormente ajusta-se a velocidade do escoamento (condições de entrada) que permite estabelecer o escoamento em regime uniforme. O escoamento é considerado em regime uniforme quando a diferença entre as alturas de água a montante e a jusante estiverem dentro de uma percentagem de altura média inferior a 0.1%.

Nesta metodologia, para cada simulação realizada são alteradas apenas as velocidades de entrada nos leitos. É de realçar que cada leito tem uma velocidade de entrada diferente, logo tem-se um problema com duas incógnitas. Em cada simulação realizada tem-se como objectivo obter a combinação daquelas duas incógnitas (velocidades de entrada) que garanta o regime uniforme. É também importante referir que a alteração das velocidades não é feita de forma aleatória, mas sim, baseando-se na influência de cada leito na transferência da quantidade de massa, na dissipação de energia do escoamento e na resistência hidráulica existente. A obtenção da combinação das velocidades são feitas partindo das velocidades obtidas experimentalmente para a mesma altura relativa.

Na Figura 4.1 apresenta-se a metodologia adoptada para o estabelecimento do escoamento em regime uniforme.



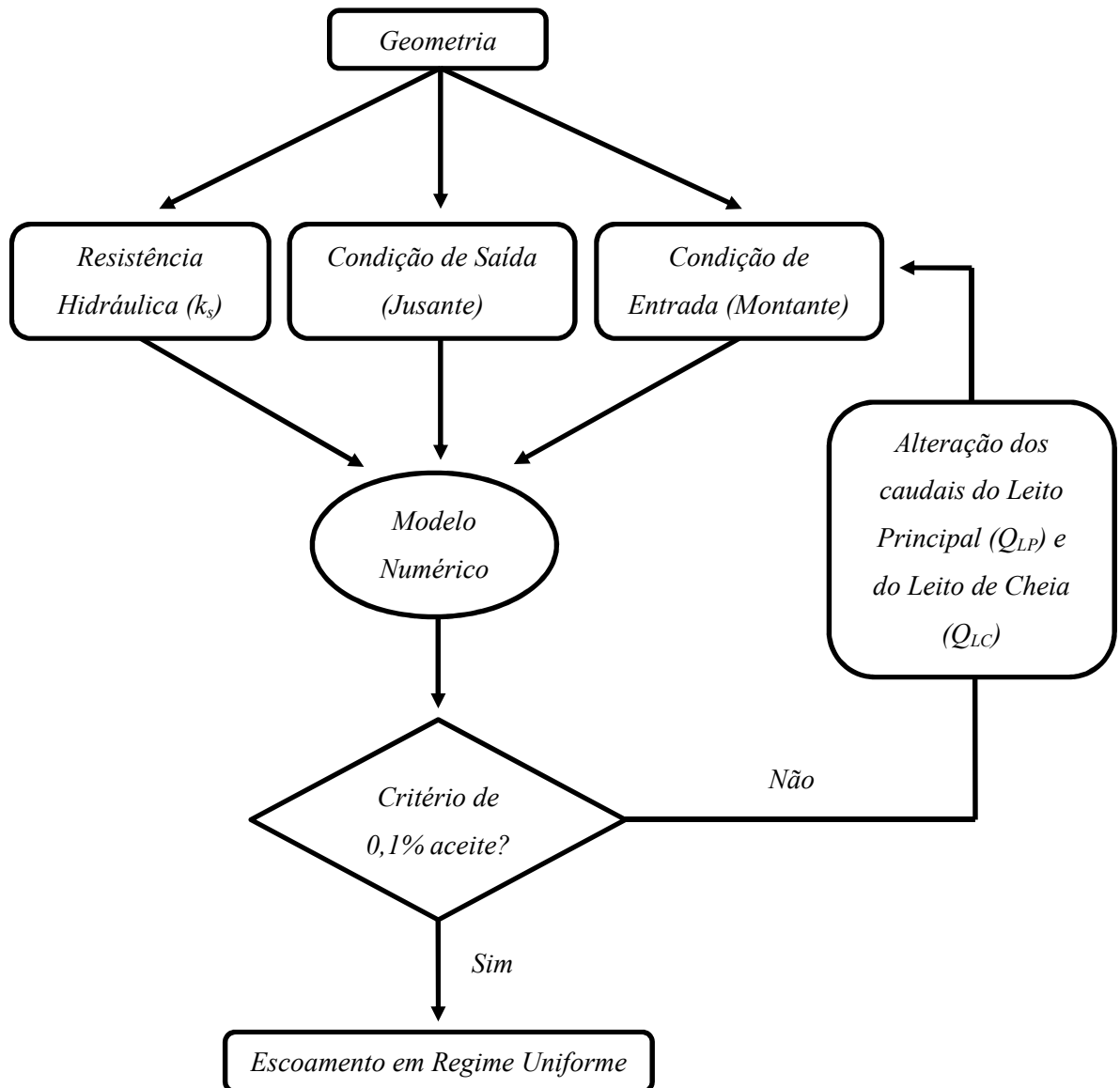


Figura 4.1: Metodologia adoptada para o estabelecimento do regime uniforme (adaptado de Conway et al., 2011).

A forma adoptada neste estudo para averiguar quando a altura da superfície livre permanece praticamente constante em todo o canal, consiste em fixar a altura a montante ( $UpH$ ) e a jusante ( $DownH$ ), alterando apenas os caudais no leito principal e no leito de cheia.

Na Figura 4.2 representa-se o desenvolvimento da superfície livre para diferentes situações de caudais de entrada.

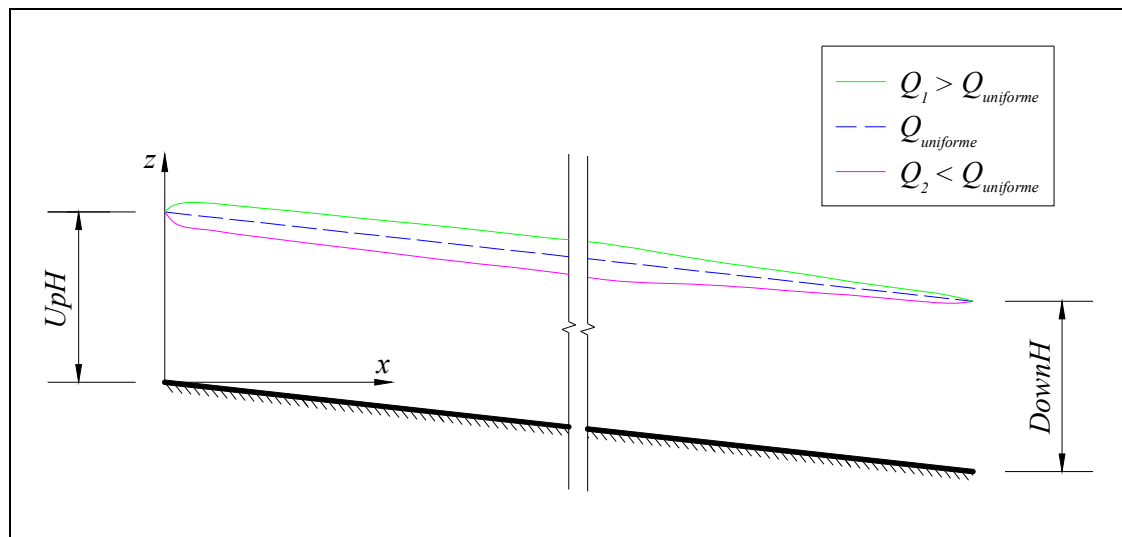


Figura 4.2: Variação das alturas de escoamento no canal.

A imposição de um caudal superior ao caudal para regime uniforme ( $Q_1 > Q_{uniforme}$ ), provoca um aumento relativamente ao declive do canal da altura do escoamento (desaceleração do escoamento) ao longo do canal, obtendo-se no final do canal uma diminuição da altura de escoamento (aceleração do escoamento) de modo a garantir a altura de saída. Caso contrário, o caudal imposto é inferior ao uniforme ( $Q_2 < Q_{uniforme}$ ), pode-se obter uma aceleração logo no início do canal, diminuindo assim a altura de escoamento, para na parte final do canal se verificar uma desaceleração do escoamento, aumentando assim a altura de escoamento de modo a garantir a altura de saída.

As simulações numéricas para os diferentes valores de caudal nos leitos principal e de cheia são realizadas utilizando os esquemas e parâmetros numéricos apresentados na Figura 4.1. Em cada corrida do programa CFX, considera-se que as simulações numéricas atingem a convergência exigida durante o processo iterativo quando as superfícies livres estabilizam, atingindo patamares correspondentes aos resíduos mínimos para cada uma das variáveis (componentes da velocidade, fracção de volume, conservação de massa, energia cinética de turbulência e dissipação turbulenta).

#### 4.1.2 Caracterização do canal

A geometria do canal tem 2 m de largura e 10 m de comprimento. O leito principal tem um formato trapezoidal, com 0.4 m de largura de rasto e 0.1 m de altura; os leitos de cheia têm formato rectangular e 0.7 m de largura. As margens do leito principal apresentam um ângulo de  $45^\circ$  e o declive longitudinal médio do canal é de  $1.1 \times 10^{-3}$  m/m.

De modo a reduzir o número de elementos da malha computacional e consequentemente o tempo de cálculo das simulações numéricas, optou-se por simular apenas metade do canal, como se apresenta na Figura 4.3, aproveitando a simetria existente no canal em estudo.

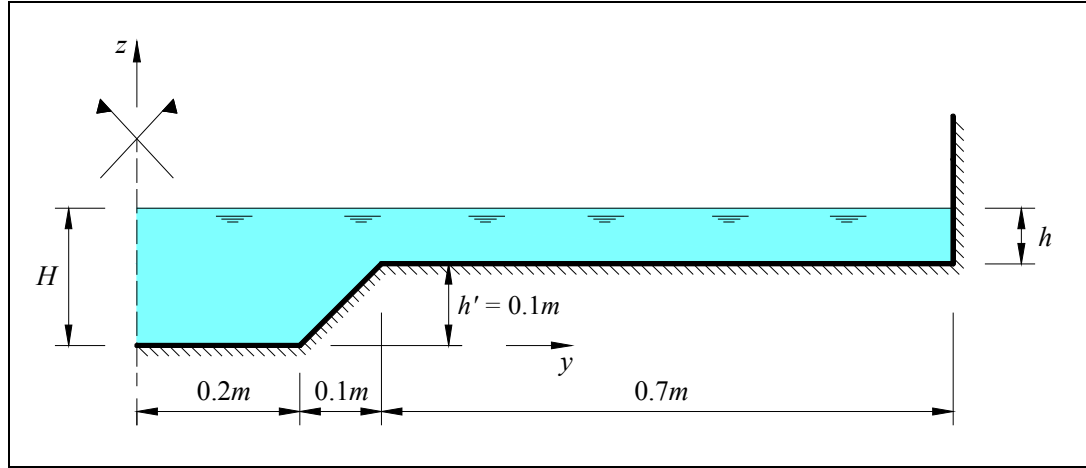


Figura 4.3: Geometria do canal de seção composta.

A altura de escoamento é representada pela altura relativa ( $h_r$ ) que é um parâmetro adimensional definida como sendo uma relação entre a altura do escoamento no leito de cheia ( $h$ ) e a altura total do escoamento no leito principal ( $H$ ):

$$h_r = \frac{h}{H} = \frac{H - h'}{H} \quad (4.1)$$

onde  $h'$  é a altura do leito principal.

#### 4.1.3 Discretização da malha

Na Figura 4.4 apresenta-se a malha otimizada da seção transversal do domínio computacional bidimensional, e o respectivo número de elementos, onde para todas as alturas relativas temos sempre 400 elementos longitudinalmente, gerada usando os critérios definidos na seção 3.5.1.

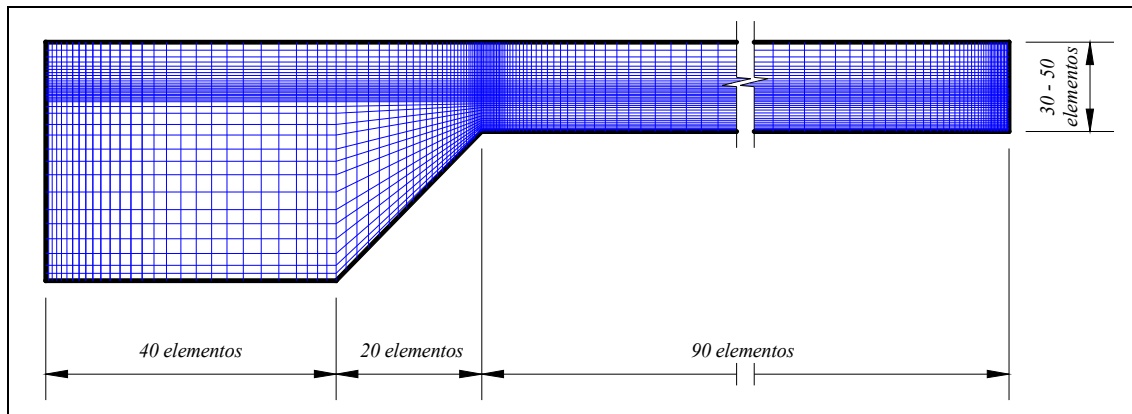


Figura 4.4: Malha da secção transversal do domínio computacional.

Nas Tabelas 4.1 e 4.2 apresentam-se o número de elementos para as diferentes alturas relativas  $h_r = 0.1, 0.15, 0.2, 0.25, 0.3$  e  $0.38$  para leitos de cheia lisos e  $h_r = 0.15, 0.2$  e  $0.3$  para leitos de cheia rugosos.

Tabela 4.1: Número de elementos para leitos de cheia lisos.

$h_r$	Número de elementos
0.10	1 440 000
0.15	1 620 000
0.20	1 620 000
0.25	1 710 000
0.30	1 890 000
0.38	1 980 000

Tabela 4.2: Número de elementos para leitos de cheia rugosos.

$h_r$	Número de elementos
0.15	1 620 000
0.20	1 620 000
0.30	1 665 000

Optou-se por definir o mesmo número de elementos para  $h_r = 0.15$  e  $0.20$  tanto para leitos de cheia lisos e rugosos, pois o primeiro elemento definido sobre o leito de cheia rugoso adaptou-se bem à aplicação da lei de parede nesta zona. Enquanto para a  $h_r = 0.30$  considerou-se um número inferior

de elementos para a mesma altura relativa para leitos de cheia rugosos, pois para o mesmo número de elementos a malha apresentava-se muito refinada no leito de cheia, com o primeiro elemento no leito de cheia a apresentar-se grande em relação aos restantes elementos do mesmo leito. Assim optou-se por reduzir os números de elementos para  $h_r = 0.30$  para leitos de cheia rugosos, garantindo a validade dos resultados obtidos.

Nas Tabelas 4.3 e 4.4 apresentam-se as alturas de água no leito principal ( $H$ ) de entrada e saída de água impostas no domínio computacional, cujo valor é obtido a partir da altura relativa, tendo o mesmo eixo da Figura 4.2.

Tabela 4.3: Coordenada  $z$  da superfície livre para leitos de cheia lisos.

	Condições de entrada ( <i>inlet</i> )	Condições de saída ( <i>outlet</i> )
$h_r$	$z$ (m)	$z$ (m)
0.10	0.1111	0.1001
0.15	0.1176	0.1066
0.20	0.1250	0.1140
0.25	0.1333	0.1223
0.30	0.1429	0.1319
0.38	0.1613	0.1503

Tabela 4.4: Coordenada  $z$  da superfície livre para leitos de cheia rugosos.

	Condições de entrada ( <i>inlet</i> )	Condições de saída ( <i>outlet</i> )
$h_r$	$z$ (m)	$z$ (m)
0.15	0.1176	0.1066
0.20	0.1250	0.1140
0.30	0.1429	0.1319

A análise dos resultados numéricos é realizada através da comparação do desenvolvimento da superfície livre. Desta forma pode-se concluir, que para o valor de  $U_{Inlet}$  (velocidade média de entrada) considerado, se obtém o escoamento em regime uniforme.

## 4.2 Desenvolvimento da superfície livre

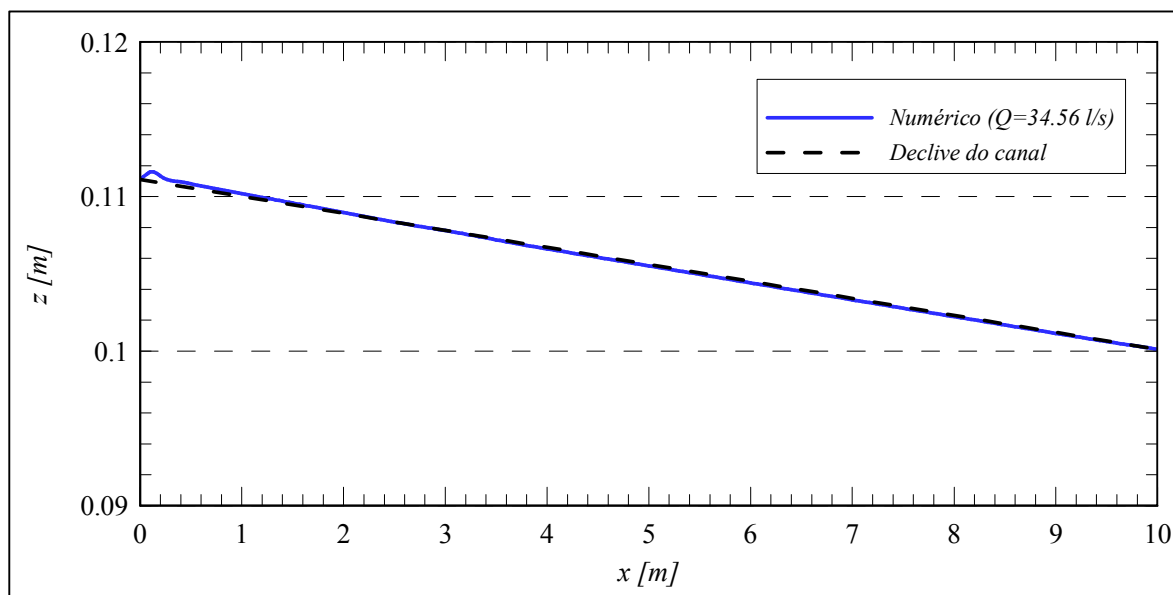
Neste estudo foram realizadas várias simulações alterando os caudais de entrada nos leitos de modo a garantir o escoamento em regime uniforme.

Seguidamente serão apresentados perfis da superfície livres ao longo do canal correspondendo ao escoamento no leito principal, uma vez que se concluiu, depois de várias verificações para cada coordenada transversal  $y$  do canal, que caso a superfície livre do leito principal atinja o regime uniforme é também atingido o regime uniforme no leito de cheia.

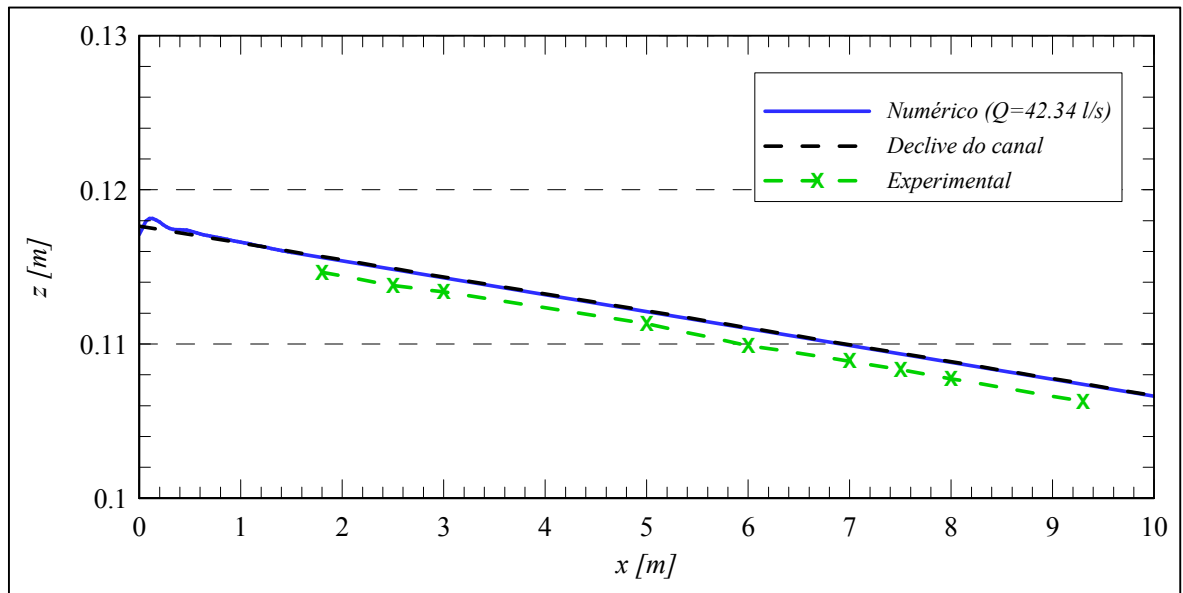
### 4.2.1 Leitos de cheia lisos

O desenvolvimento da superfície livre para leitos de cheia lisos apresenta-se na Figura 4.5 juntamente com uma recta paralela ao fundo e dados experimentais fornecidos para alturas relativas de 0.15 e 0.30, de modo a verificar a condição de regime uniforme. Desta forma pode-se verificar se os caudais de entrada impostos ( $Q_{LP}$  e  $Q_{LC}$ ) garantem o estabelecimento do regime uniforme. Sendo que o caudal apresentado em cada figura corresponde ao caudal total do escoamento no canal.

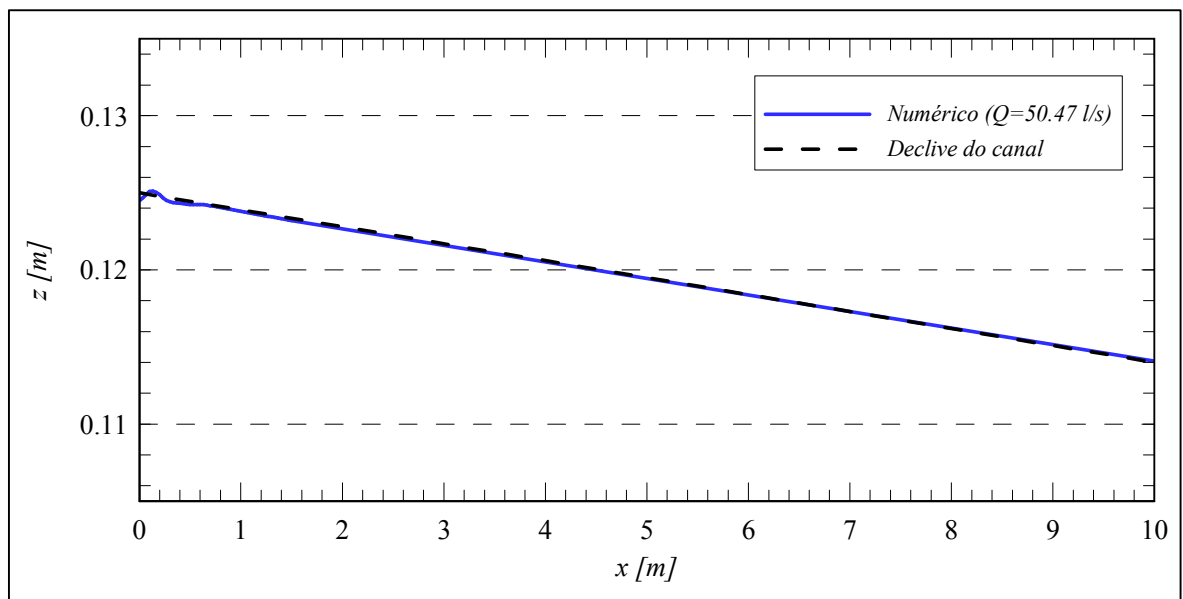
Como a forma da superfície livre é praticamente independente do modelo de turbulência utilizado ( $k-\varepsilon$  ou EARSIM), apresenta-se na Figura 4.5 a deformação da superfície livre com o modelo  $k-\varepsilon$ , pois obtém-se resultados rapidamente.



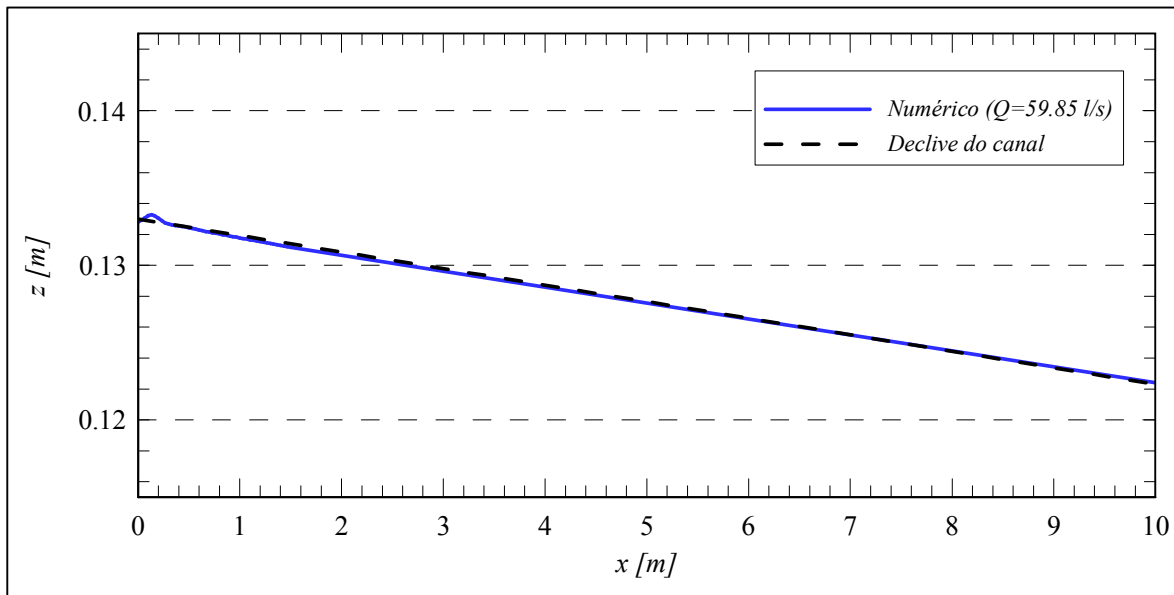
a)  $h_r = 0.10$ .



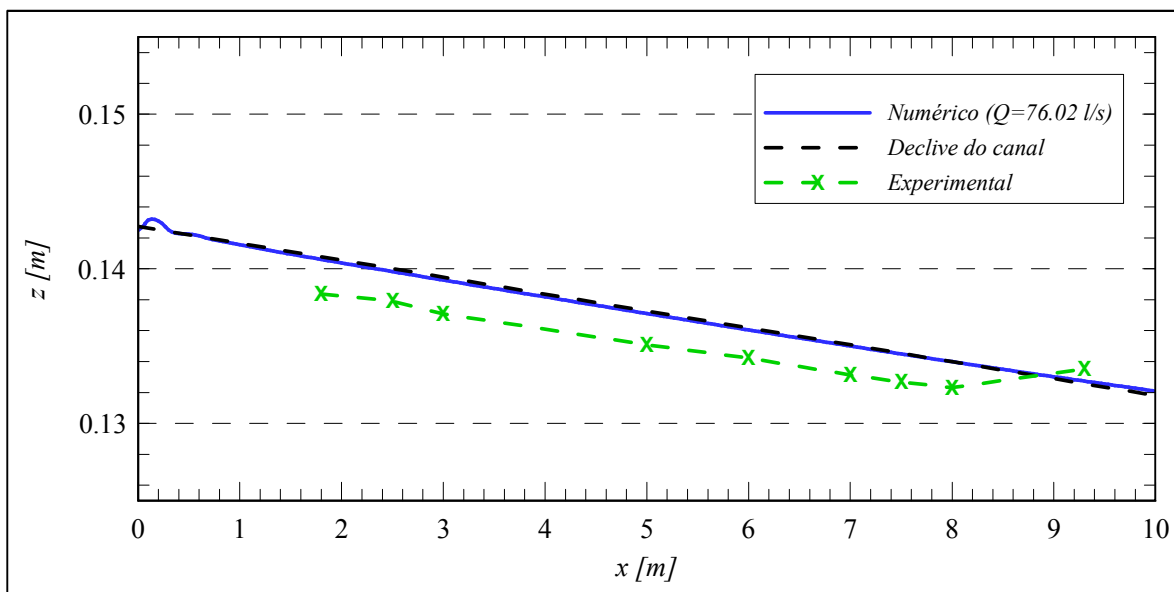
b)  $h_r = 0.15$ .



c)  $h_r = 0.20$ .

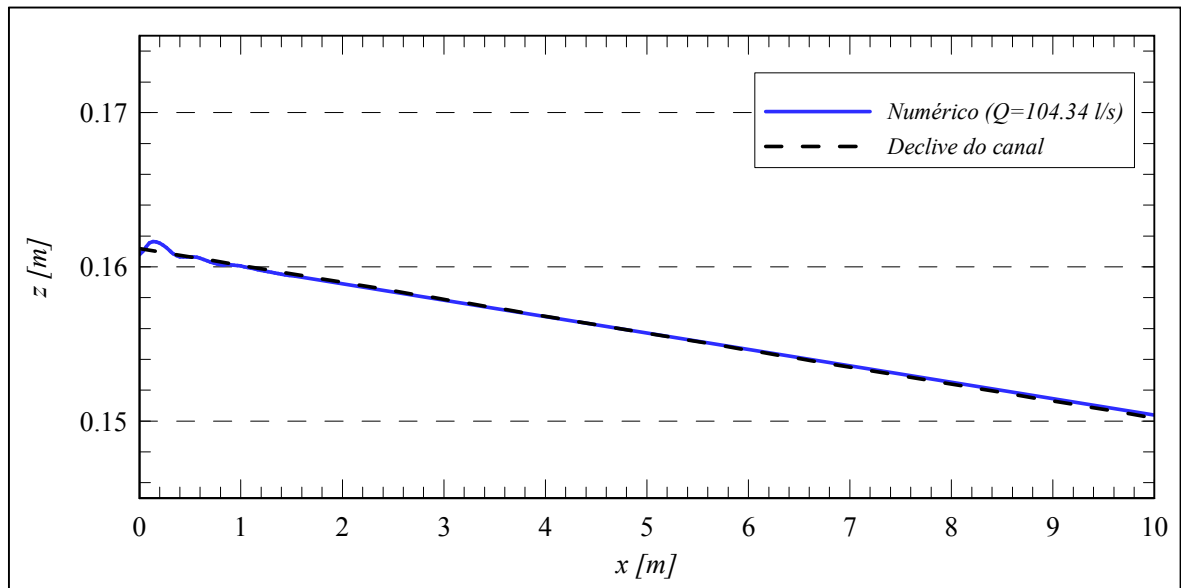


d)  $h_r = 0.25$ .



e)  $h_r = 0.30$ .





f)  $h_r = 0.38$ .

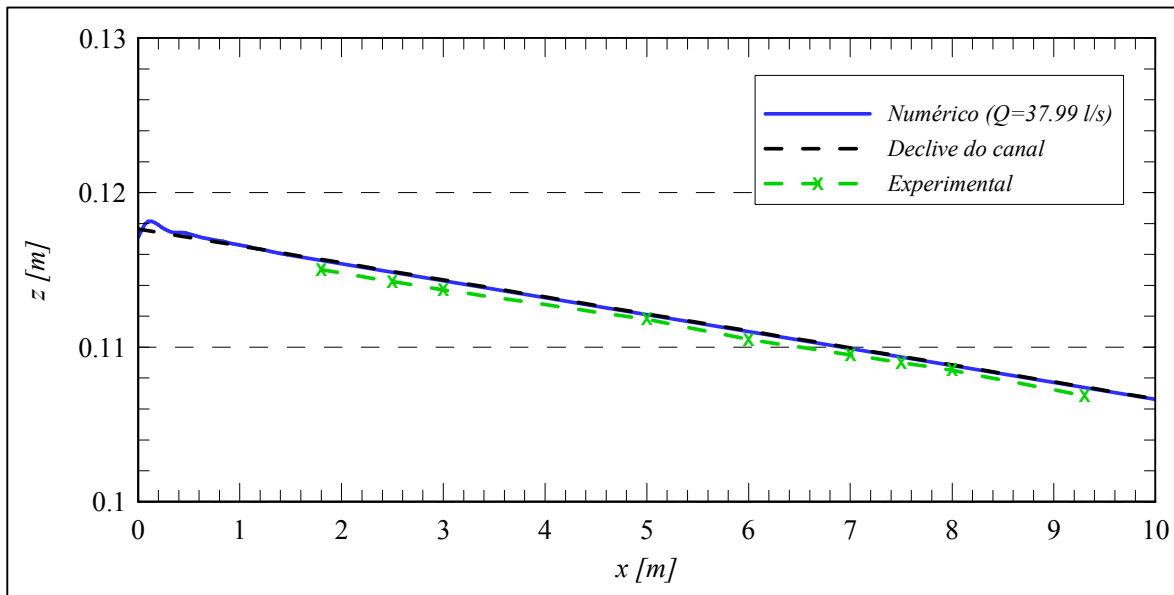
Figura 4.5: Comparação da Evolução da superfície livre numérico, recta paralela ao fundo do canal e experimental para leitos de cheia lisos.

Da comparação realizada para a superfície livre numérica e da recta do regime uniforme (recta paralela ao fundo do canal) verifica-se que existe uma boa concordância entre os resultados obtidos numericamente e a recta teórica, pois a diferença existente é inferior a 0.1%. Nota-se também que a superfície livre do regime uniforme numérico é superior à obtida experimentalmente. Esta pequena diferença pode ser devido a erros de medição de dados experimentais ou a limitações na determinação das perdas de carga na simulação numérica.

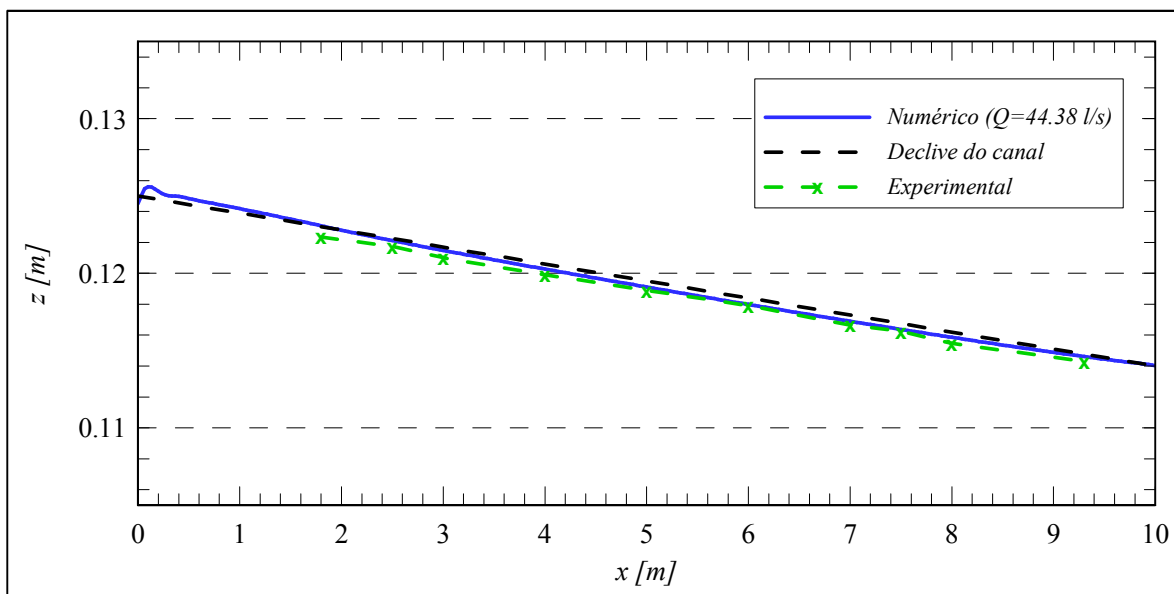
Devido às condições de velocidade impostas logo à entrada do canal constata-se que a superfície livre sofre uma pequena deformação inicial, tornando-se uniforme logo de seguida. Esta deformação inicial é devida ao caudal de entrada imposto ser diferente para ambos os leitos do canal, em que a transferência de massa entre os leitos principal e de cheia tendem a estabilizarem-se de modo a que logo de seguida se possa obter o regime uniforme, deste modo garante-se que o escoamento se encontra estabilizado logo a jusante da deformação inicial.

#### 4.2.2 Leito de cheia com fundo rugoso

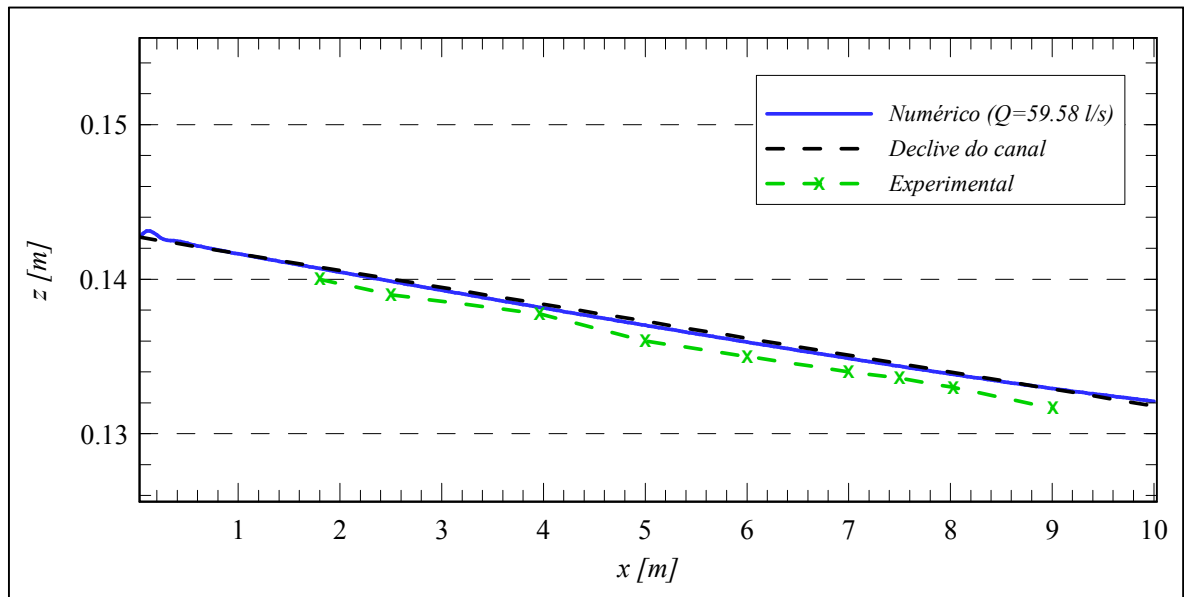
O perfil da superfície livre para leitos de cheia rugosos é representado da mesma forma mas comparando com a altura obtida experimentalmente, de modo a verificar a condição de regime uniforme.



a)  $h_r = 0.15$ .



b)  $h_r = 0.20$ .



c)  $h_r = 0.30$ .

Figura 4.6: Comparação da Evolução da superfície livre numérico, recta paralela ao fundo do canal e experimental para leitos de cheia rugosos.

Tal como aconteceu no escoamento com leitos de cheia lisos, a superfície livre sofre uma pequena deformação na zona de entrada estabilizando-se logo em seguida. Esta deformação deve-se também às condições de velocidade impostas logo à entrada do canal, que devido à transferência de massa entre os leitos o escoamento atinge assim o regime uniforme. Verifica-se que para todas as alturas relativas estudadas a superfície livre aproxima-se bastante da recta de regime uniforme ideal. É de realçar que o erro relativo é inferior a 0,1%. Também pode-se ver que a superfície livre do regime uniforme numérico é superior à obtida experimentalmente, sendo que esta pequena diferença pode ser devido a erros de medição de dados experimentais ou a limitações na determinação das perdas de carga na simulação numérica.

Conclui-se que a metodologia adaptada de Conway *et al.* (2011) para o estabelecimento do regime uniforme é uma boa alternativa à metodologia tradicional de calibração artificial da rugosidade das fronteiras sólidas. Estabelecidas as condições de regime uniforme procede-se à análise dos parâmetros do escoamento, de modo à completa caracterização do escoamento num canal de secção composta.

### 4.3 Curva de vazão

O estudo é realizado para escoamentos em regime uniforme para as diversas alturas relativas, onde cada simulação corresponde a um ponto da curva de vazão, que quando conjugadas permitem a

obtenção de uma curva de vazão. Assim, cada simulação corresponde a um ponto diferente na curva de vazão.

Nesta secção comparam-se os resultados numéricos e experimentais por forma a averiguar o efeito das diferentes alturas relativas e da rugosidade dos leitos de cheias. A análise dos resultados é feita comparando os resultados numéricos com experimentais para curva de vazão com leitos de cheia lisos, posteriormente é feita a comparação para leitos de cheia rugosos, e na parte final compara-se as curvas de vazão com leitos de cheia lisos e rugosos.

#### 4.3.1 Leitos de cheia com fundo liso

Na Figura 4.7 apresenta-se a comparação da curva de vazão numérico e experimental para leitos de cheia lisos.

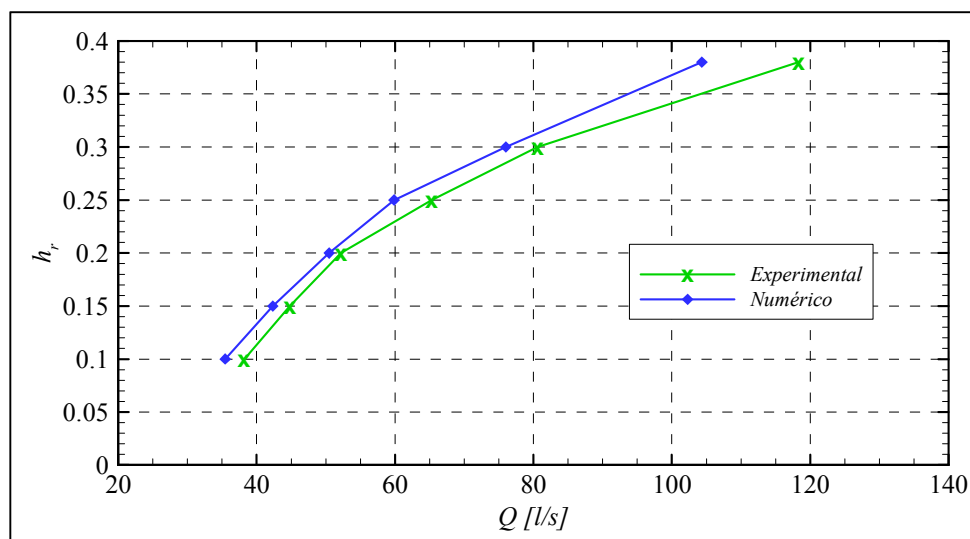


Figura 4.7: Curva de vazão para leitos de cheia lisos.

Nota-se que a curva de vazão numérica apresenta padrão de desenvolvimento semelhante ao experimental, no entanto com caudal ligeiramente inferior. A diferença aumenta com o aumento da altura relativa de escoamento. A diferença verificada pode ser explicada devido ao facto da subestimação da resistência hidráulica experimental ou da existência das perdas de energia ao longo do canal experimental que não foram contabilizadas na simulação numérica e também dos erros de medições.

#### 4.3.2 Leitos de cheia com fundo rugoso

Na Figura 4.8 apresenta-se a curva de vazão para leitos de cheia rugosos.

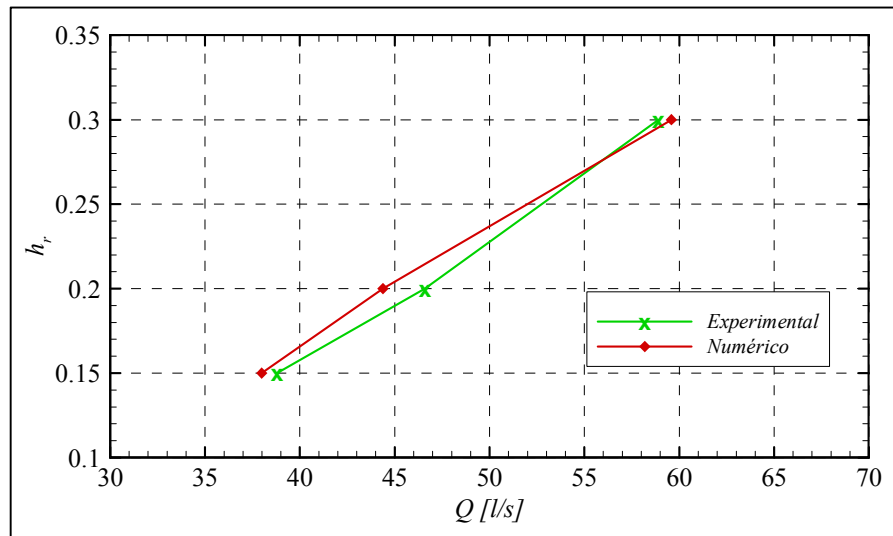


Figura 4.8: Curva de vazão para leitos de cheia rugosos.

A curva de vazão numérica para leitos de cheia rugosos apresenta uma razoável concordância com experimental. Da curva de vazão, pode-se concluir que no modelo numérico a rugosidade foi sobrestimada para as alturas relativas 0.15 e 0.20 pois o caudal obtido numericamente é inferior ao obtido experimentalmente. No entanto, para a altura relativa 0.30 a rugosidade aplicada no modelo numérico foi subestimada obtendo-se assim um caudal numérico ligeiramente superior ao experimental, mas observa-se que o caudal numérico obtido aproxima-se muito mais do caudal experimental em relação às restantes alturas relativas. Também se verifica a possível influência das perdas de energias não contabilizadas, da falta de precisão da rugosidade e de erros de leitura experimentais.

### 4.3.3 Comparação dos leitos de cheia rugoso e liso

Na Figura 4.9 apresenta-se a comparação das curvas de vazão obtidos numericamente para leitos de cheia lisos e rugosos.

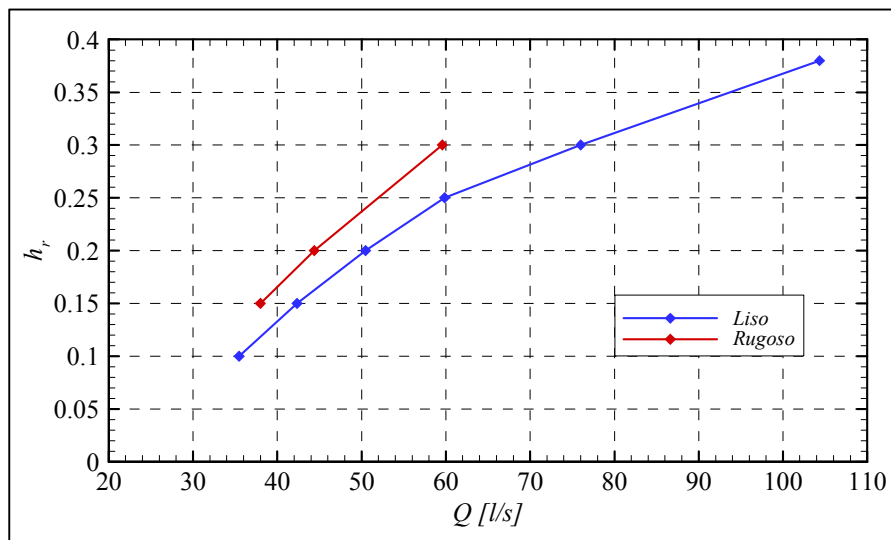


Figura 4.9: Comparação das curvas de vazão numéricas para leito de cheia com fundo liso e rugoso.

Pode-se concluir que a rugosidade tem uma enorme influência no caudal escoado no canal. Como é espectável, para uma mesma altura relativa, o caudal para leitos de cheia lisos é significativamente superior em relação ao caudal para leitos de cheia rugosos, esta diferença aumenta com o aumento da altura relativa.

Analizadas as curvas de vazão experimental e numérica procede-se à comparação dos modelos numéricos utilizados nas simulações numéricas realizadas. Tendo como intuito concluir qual dos modelos numéricos melhor se adapta aos resultados experimentais fornecidos pelo DHA do LNEC.

## 4.4 Análise dos modelos de turbulência

Nesta secção a análise dos resultados é efectuada comparando os modelos de turbulência  $k-\varepsilon$  e EARSM, e os dados experimentais de modo a entender como cada um dos modelos descreve o escoamento em regime uniforme, para leitos de cheia lisos e rugosos. Esta análise será feita apenas para a secção transversal X7500 (Figura 4.10) onde o escoamento já se encontra completamente desenvolvido, assim pode-se avaliar a capacidade dos modelos em simular o escoamento. Inicialmente serão analisadas as velocidades médias em profundidade e posteriormente serão analisadas as tensões de arrastamento para cada altura relativa.

### 4.4.1 Velocidade média em profundidade

Na Figura 4.10 apresentam-se as secções transversais X3000, X5000 e X7500, que correspondem às coordenadas  $x = 3$  m,  $5$  m e  $7.5$  m respectivamente, onde se pretende realizar a análise de resultados. Inicialmente será efectuada a análise de dados para o leito de cheia lisos com alturas

relativas 0.10, 0.15, 0.20, 0.25, 0.30 e 0.38, posteriormente serão comparados os resultados com os obtidos para o escoamento com fundo rugoso, apenas para as alturas relativas 0.15, 0.20 e 0.30.

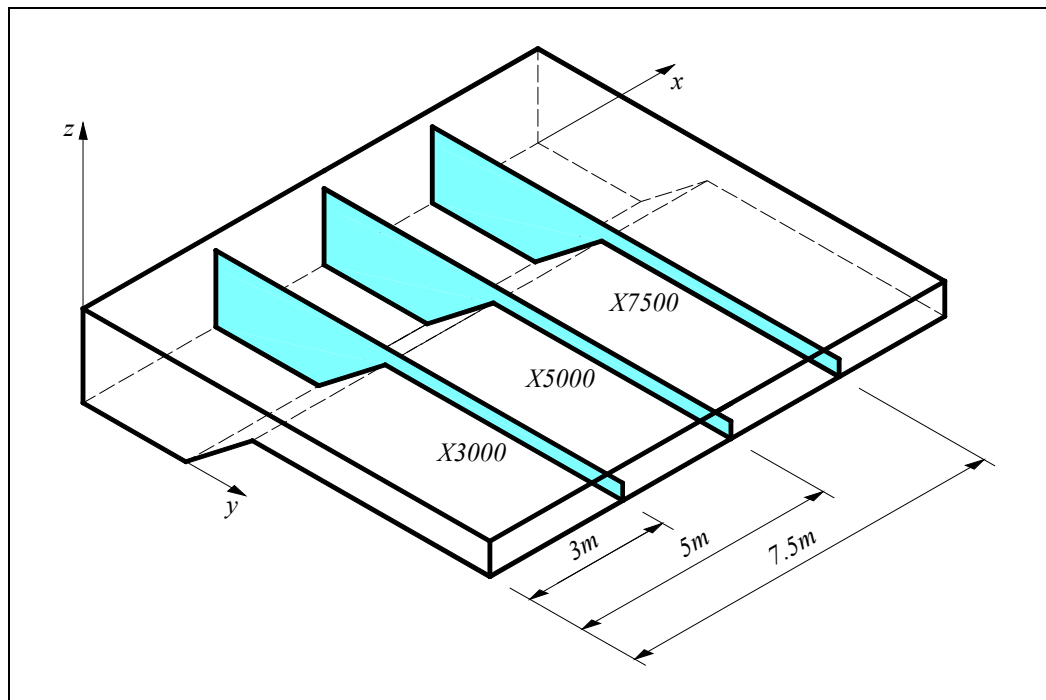
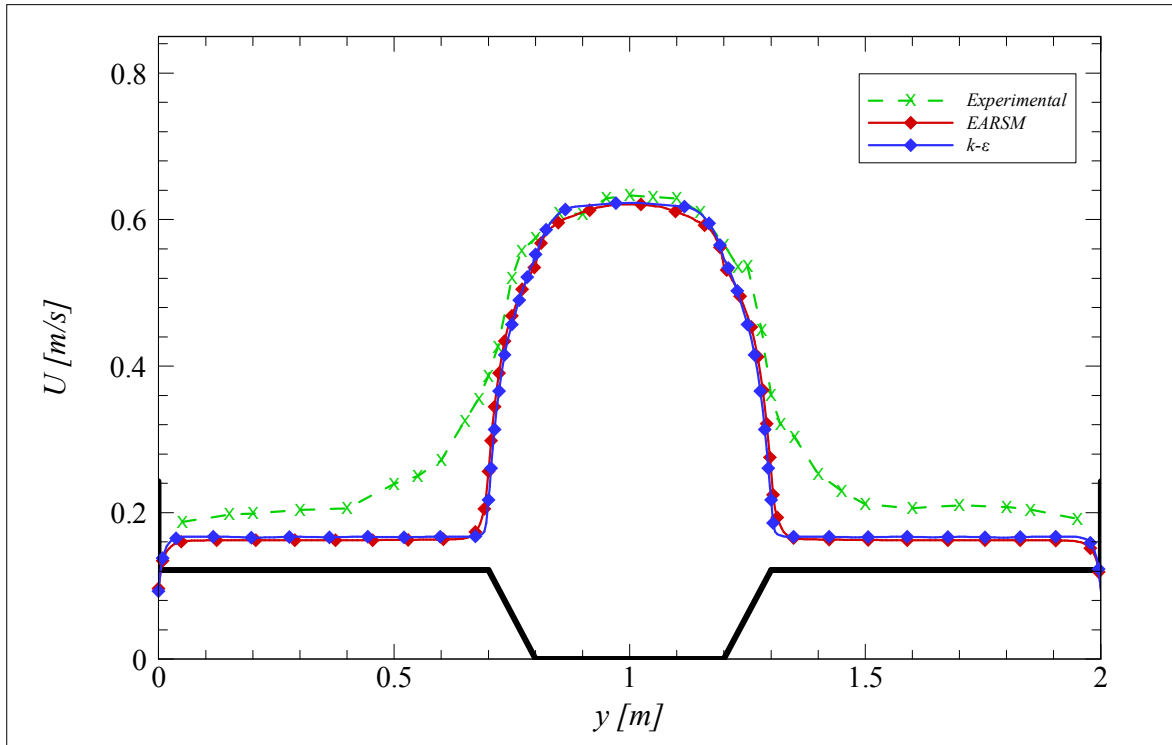
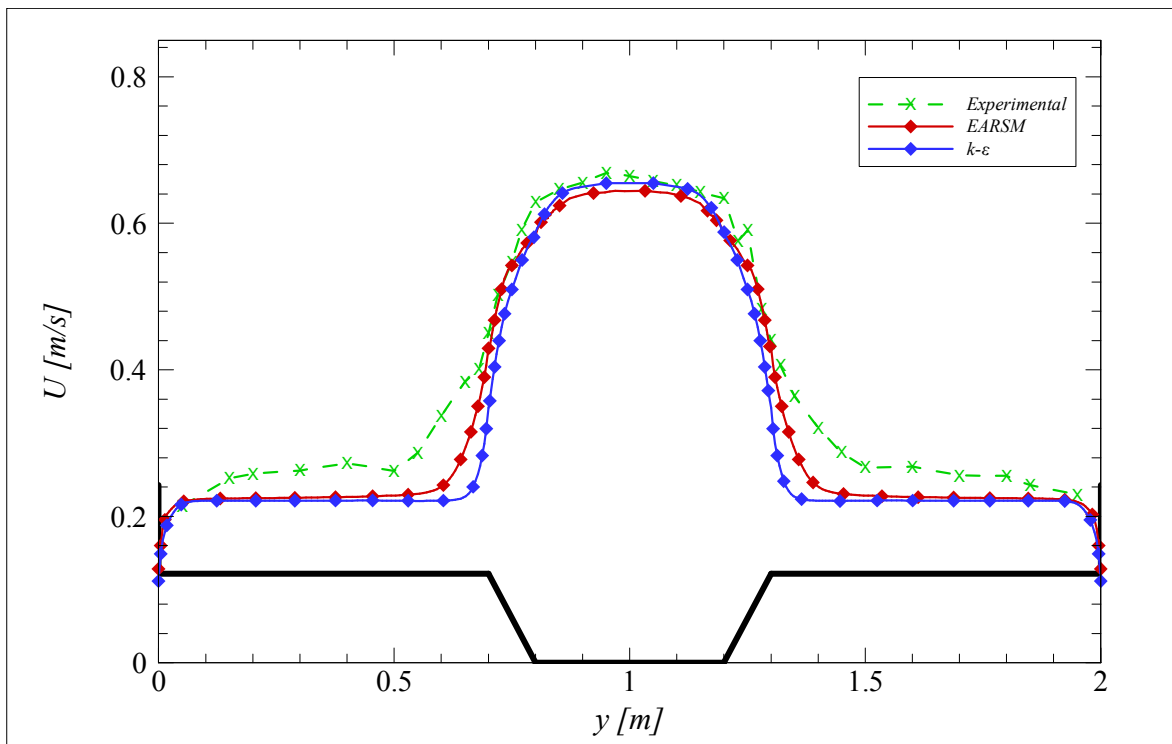


Figura 4.10: Secções transversais para a análise dos resultados.

Na Figura 4.11 apresenta-se a distribuição transversal da velocidade média em profundidade para a secção X7500 para leitos de cheia lisos e  $h_r = 0.10, 0.15, 0.20, 0.25, 0.30$  e  $0.38$ . Comparam-se os modelos de turbulência EARSM e  $k - \varepsilon$  e os dados experimentais.

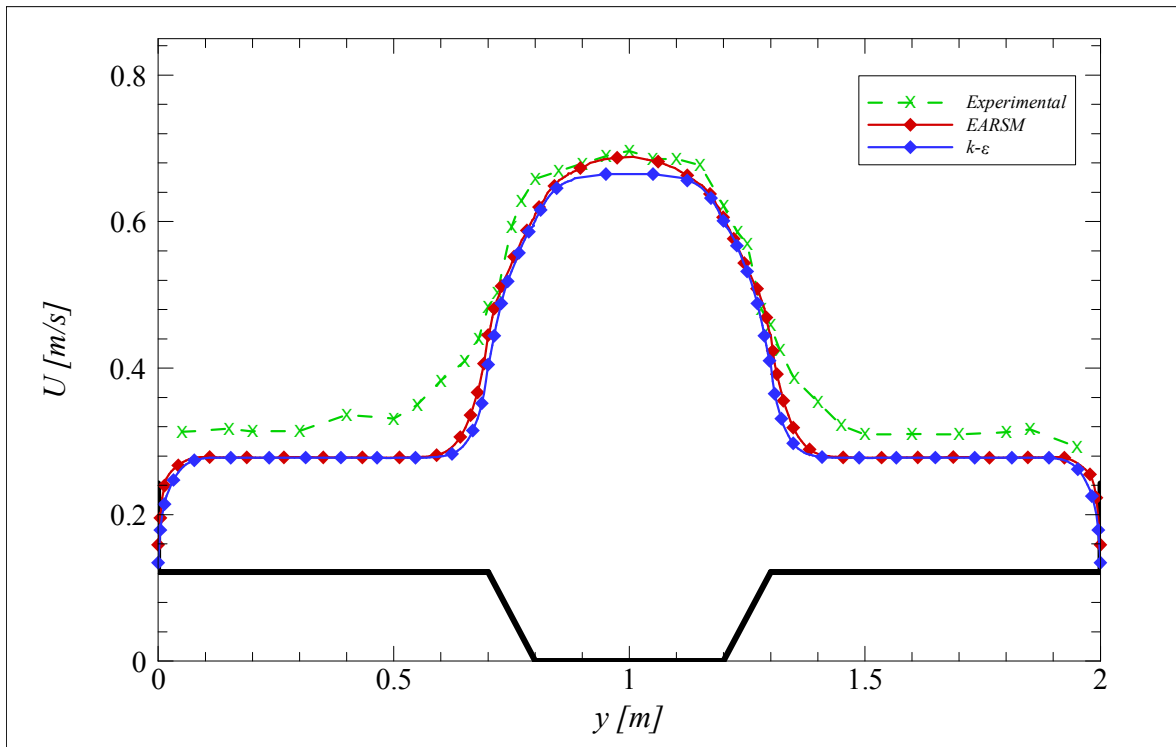


a)  $h_r = 0.10$ .

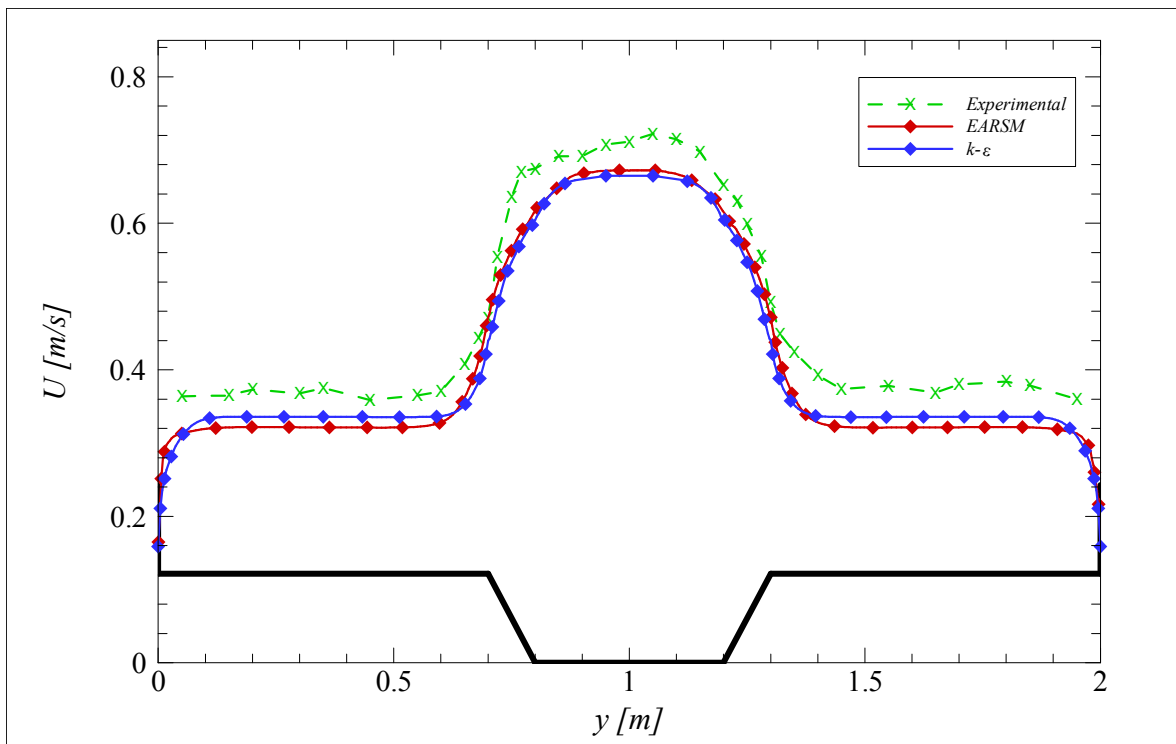


b)  $h_r = 0.15$ .

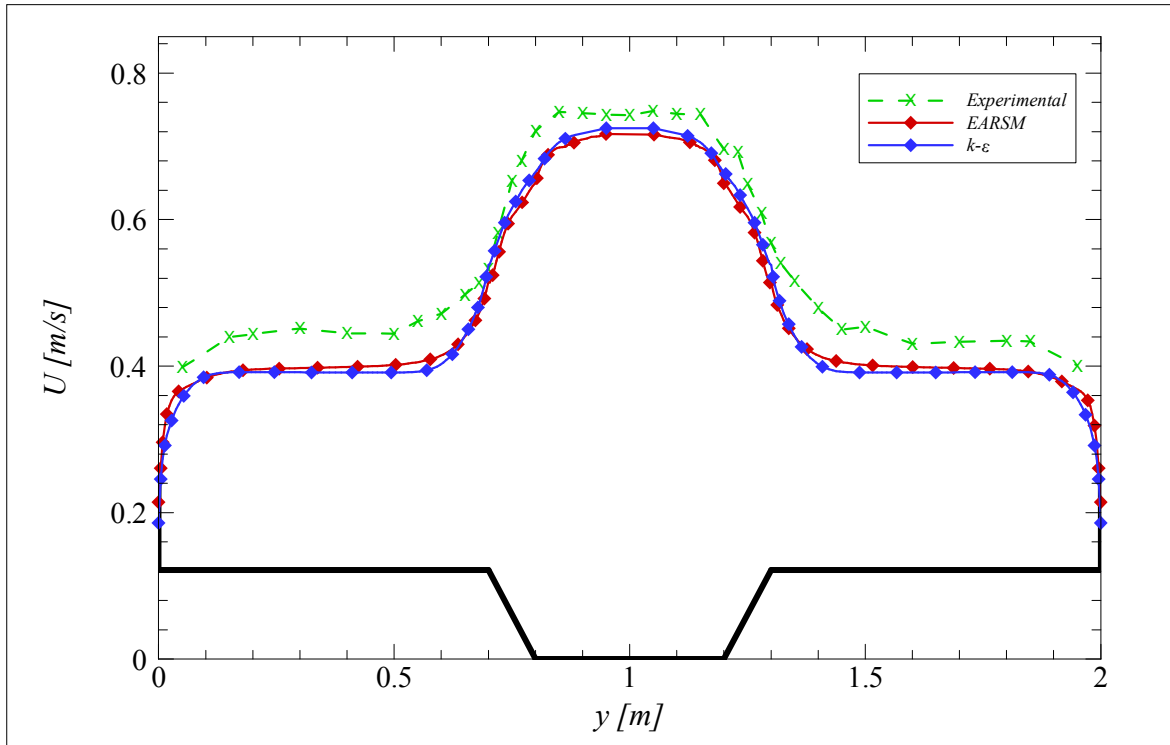




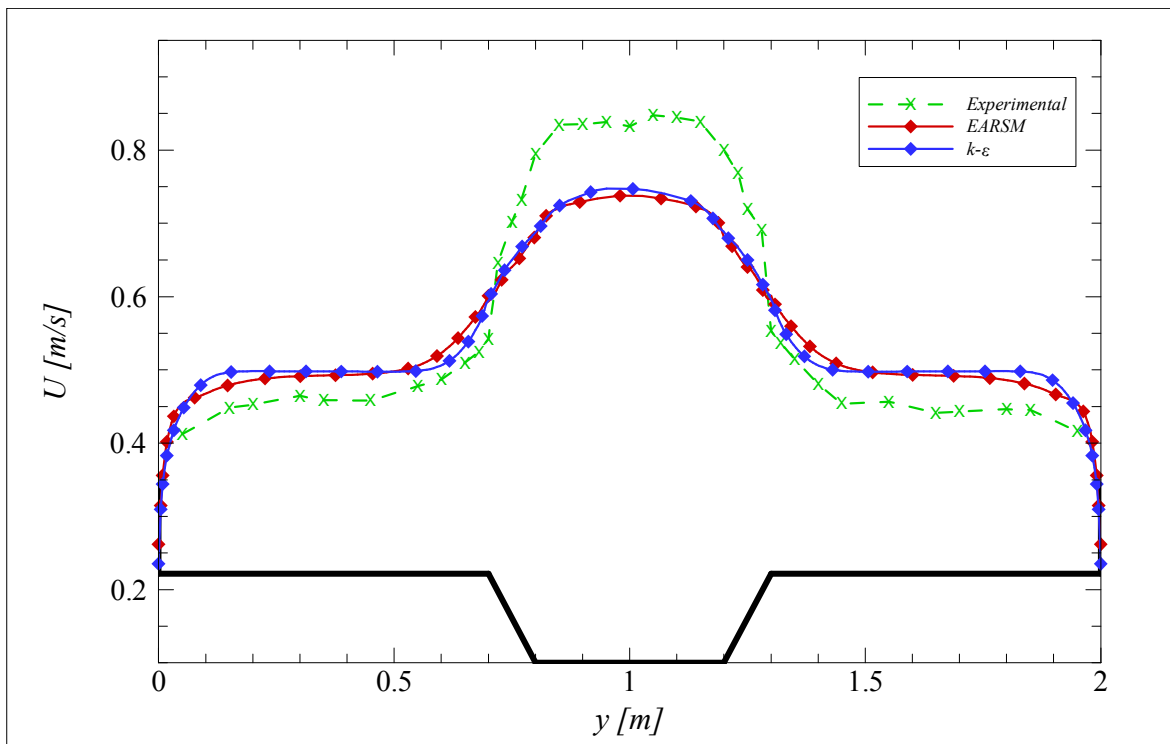
c)  $h_r = 0.20$ .



d)  $h_r = 0.25$ .



e)  $h_r=0.30$ .

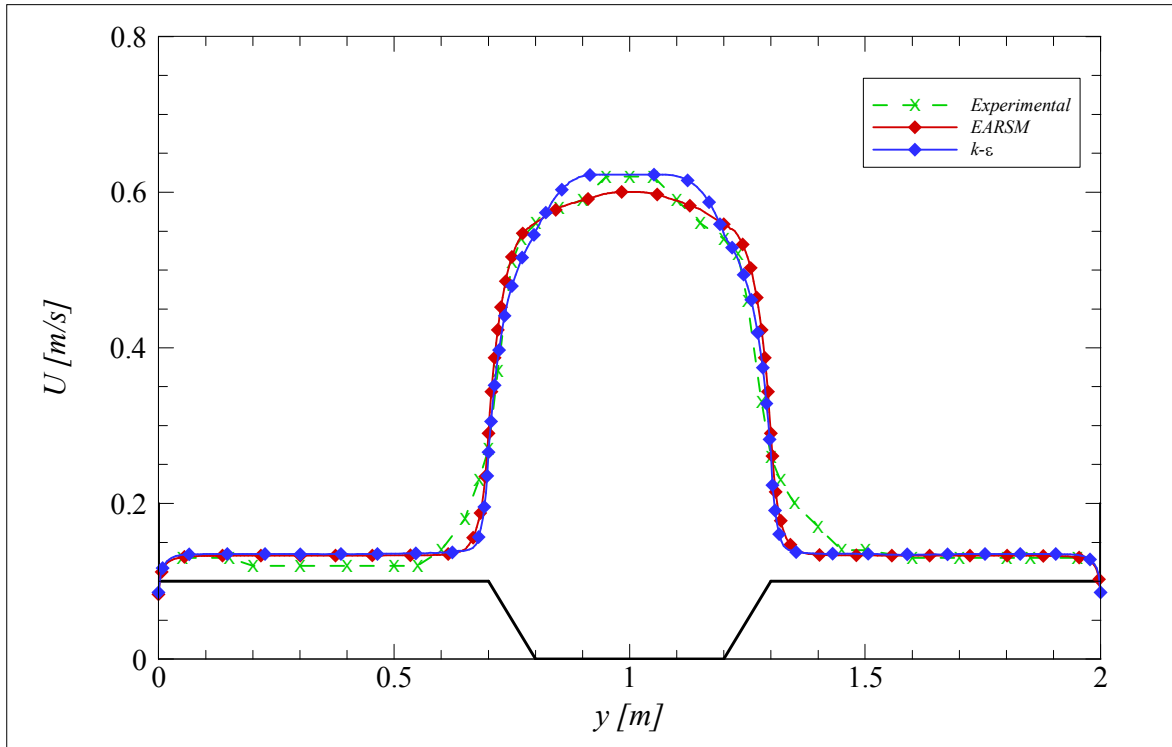


f)  $h_r=0.38$ .

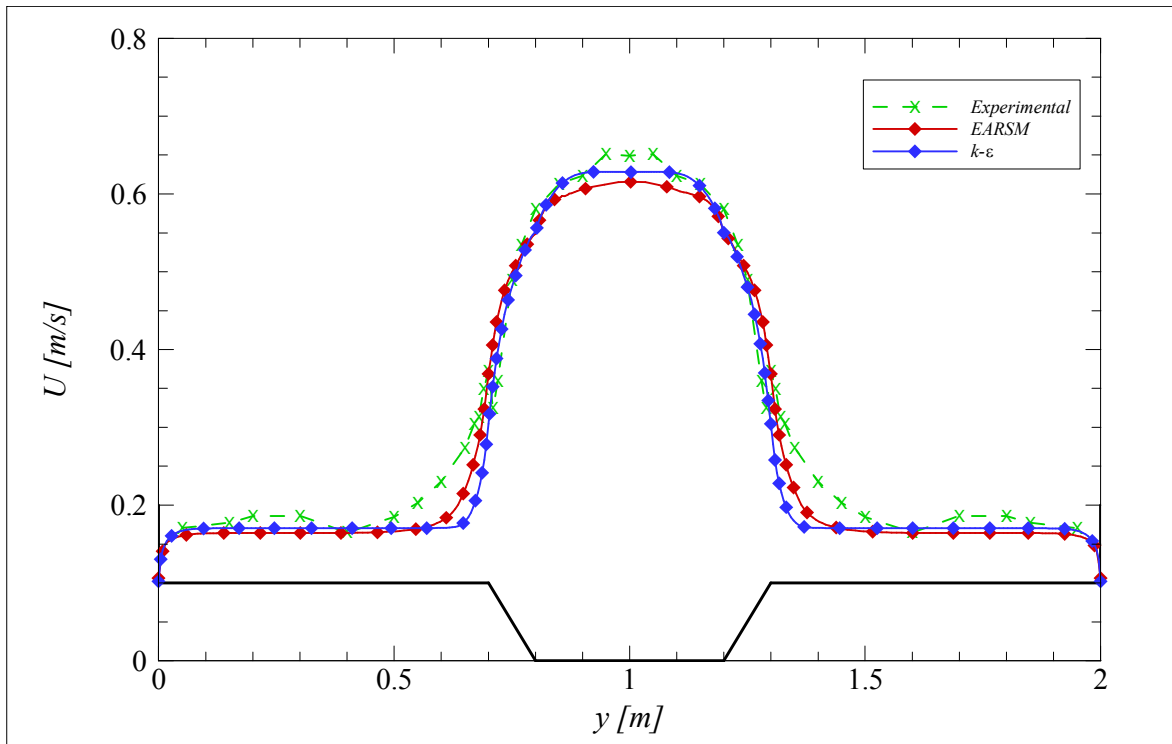
Figura 4.11: Comparação da velocidade média em profundidade dos modelos numéricos e experimental na secção X7500 para leitos de cheia lisos.

Como era expectável o valor da velocidade obtida numericamente é inferior ao obtido experimentalmente porque na obtenção da curva de vazão foi reduzido o caudal de entrada de modo a garantir o estabelecimento do regime uniforme para cada altura relativa, pois com os mesmos caudais obtidos experimentalmente não era possível garantir o regime uniforme para estas alturas relativas. Apenas para  $h_r = 0.38$  se obteve um caudal superior nos leitos de cheia, isto deve-se principalmente às perdas de energia existentes no ensaio experimental que não foram contabilizados no modelo numérico. Observa-se que quanto maior for a altura relativa maior é a camada de mistura nos resultados experimentais, no entanto, para o modelo numérico  $k-\varepsilon$  não existe esse aumento evidente por ser um modelo isotrópico, pois não consegue prever as correntes secundárias nem os vórtices de eixo vertical existentes na interface dos leitos, devido a este efeito o modelo não consegue realizar de forma precisa a transferência da quantidade de movimento e as trocas de massa entre os leitos, que influenciam directamente na camada de mistura. A camada de mistura mostra a diferença entre os modelos de turbulência, pois o modelo EARSM adapta-se melhor à forma como desenvolve a camada de mistura experimental. Pode-se verificar que o modelo de turbulência EARSM é um modelo anisotrópico, pois consegue determinar as correntes secundárias e os vórtices de eixo vertical na interface, obtendo-se assim de uma forma mais próxima da experimental a transferência da quantidade de movimento e as trocas de massa entre os leitos. Mas ainda observa-se que os modelos numéricos apresentam resultados próximos.

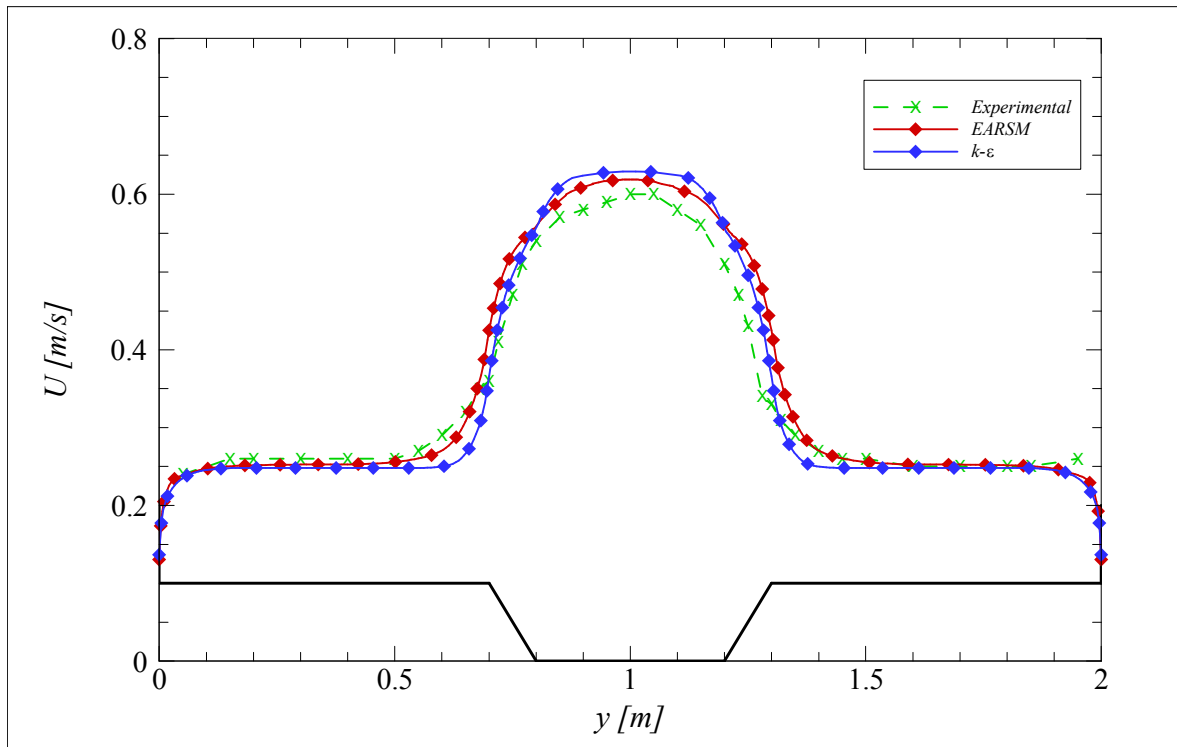
Na Figura 4.12 apresenta-se a distribuição transversal da velocidade média em profundidade para a secção X7500 para leitos de cheia rugosos para  $h_r = 0.15, 0.20$  e  $0.30$ . Comparam-se também os modelos de turbulência EARSM,  $k-\varepsilon$  e os dados experimentais.



a)  $h_r = 0.15$ .



b)  $h_r = 0.20$ .



c)  $h_r=0.30$ .

Figura 4.12: Comparação da velocidade média em profundidade dos modelos numéricos e experimental na secção X7500 para leitos de cheia rugosos.

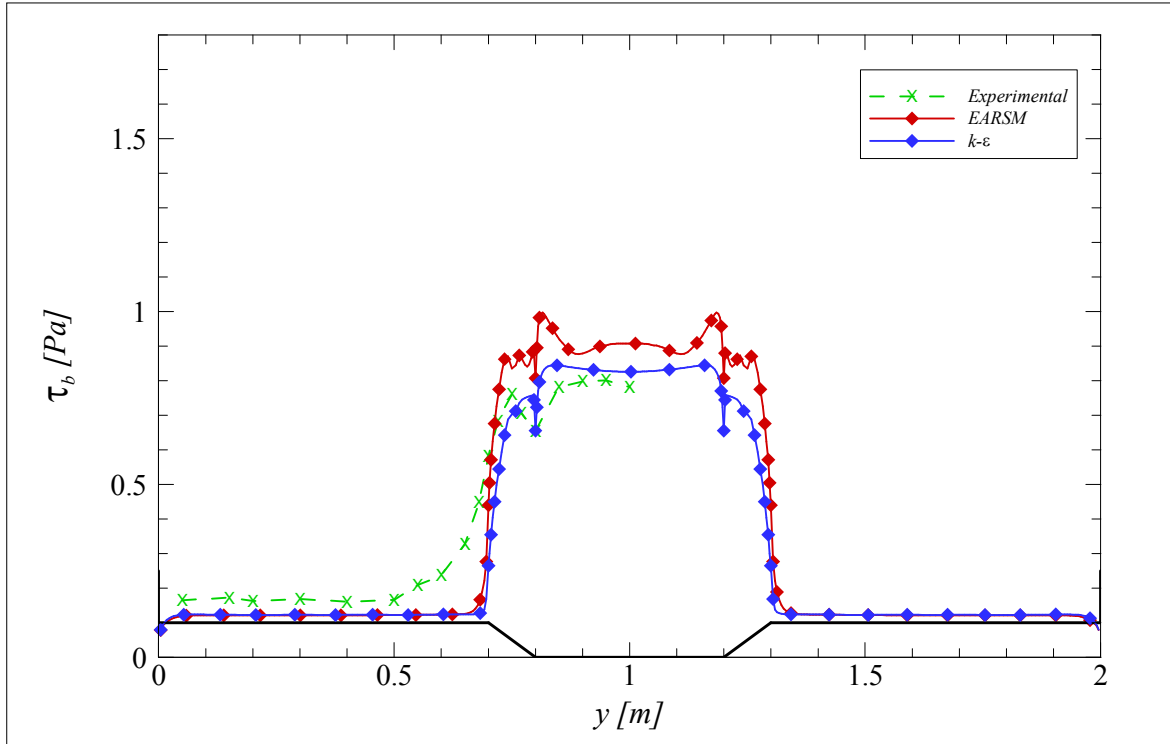
Na Figura 4.12 observa-se que o modelo de turbulência EARSIM adapta-se melhor aos dados experimentais, reproduzindo melhor a camada de mistura e consequentemente adaptando-se melhor às velocidades médias em profundidade dos dados experimentais para ambos os leitos do canal. O modelo  $k-\epsilon$  demonstra dificuldades em determinar as correntes secundárias existentes no escoamento e consequentemente em determinar a camada de mistura. Observa-se também que quanto maior for a altura relativa melhor resultados obtemos com o modelo EARSIM, pois o modelo é anisotrópico, aproximando-se cada vez mais dos dados experimentais, pois a diferença de velocidade é menor, enquanto o modelo  $k-\epsilon$  demonstra o contrário.

A menor interacção existente entre os leitos para os modelos numéricos relativamente aos dados experimentais demonstra uma diferença de velocidade mais brusca na interface do canal, evidenciando-se assim um elevado gradiente de velocidade, obtendo consequentemente um elevado valor da tensão de arrastamento na interface do canal. Esta situação é menos sentida pelos dados experimentais pois o desenvolvimento da camada de mistura é muito mais evidente.

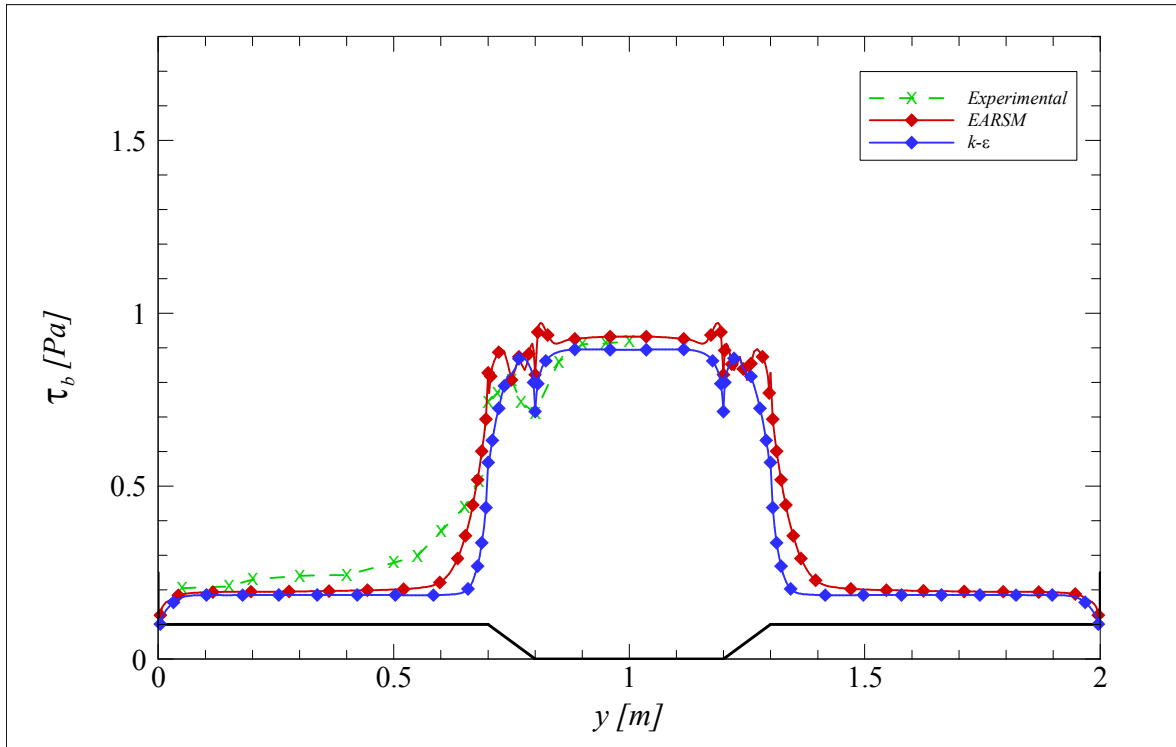
#### 4.4.2 Tensão de arrastamento

O estudo da distribuição da tensão de arrastamento é importante para a protecção dos leitos de cheia pois permite prever o transporte de sedimentos, apresentando-se como uma característica muito importante no estudo do escoamento de um canal de secção composta.

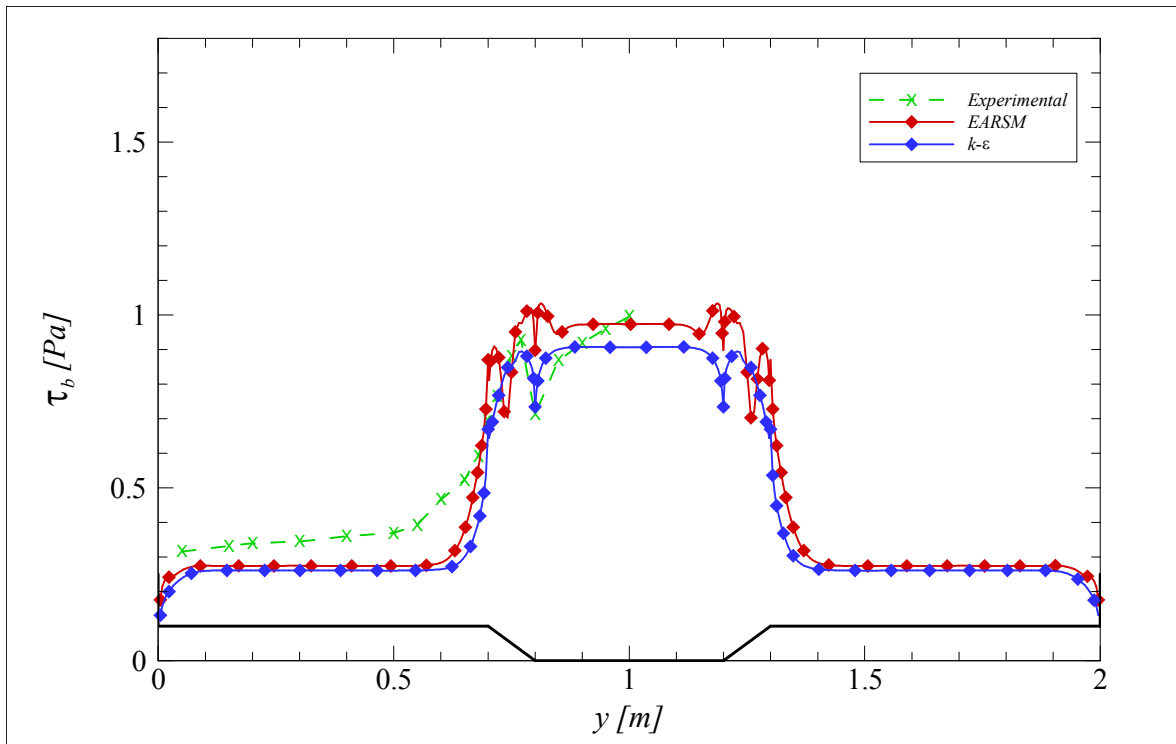
Na Figura 4.13 apresenta-se a tensão de arrastamento na secção X7500 para os leitos de cheia lisos para  $h_r = 0.10, 0.15, 0.20, 0.25, 0.30$  e  $0.38$ .



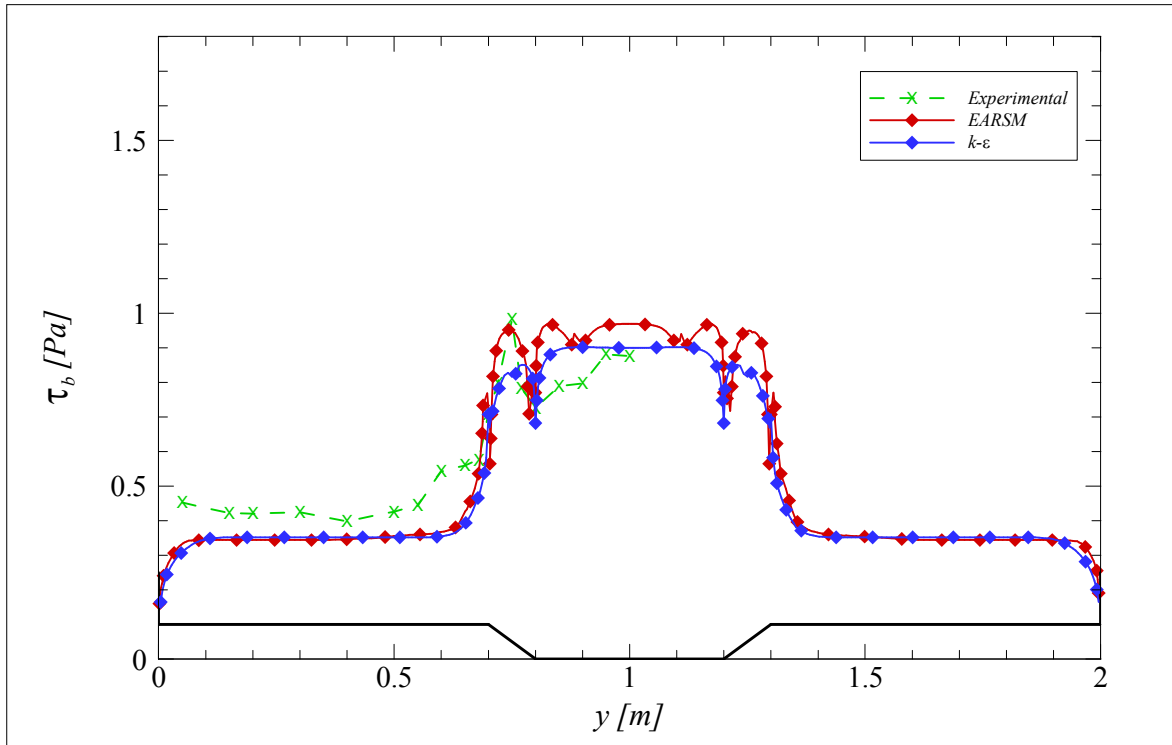
a)  $h_r=0.10$ .



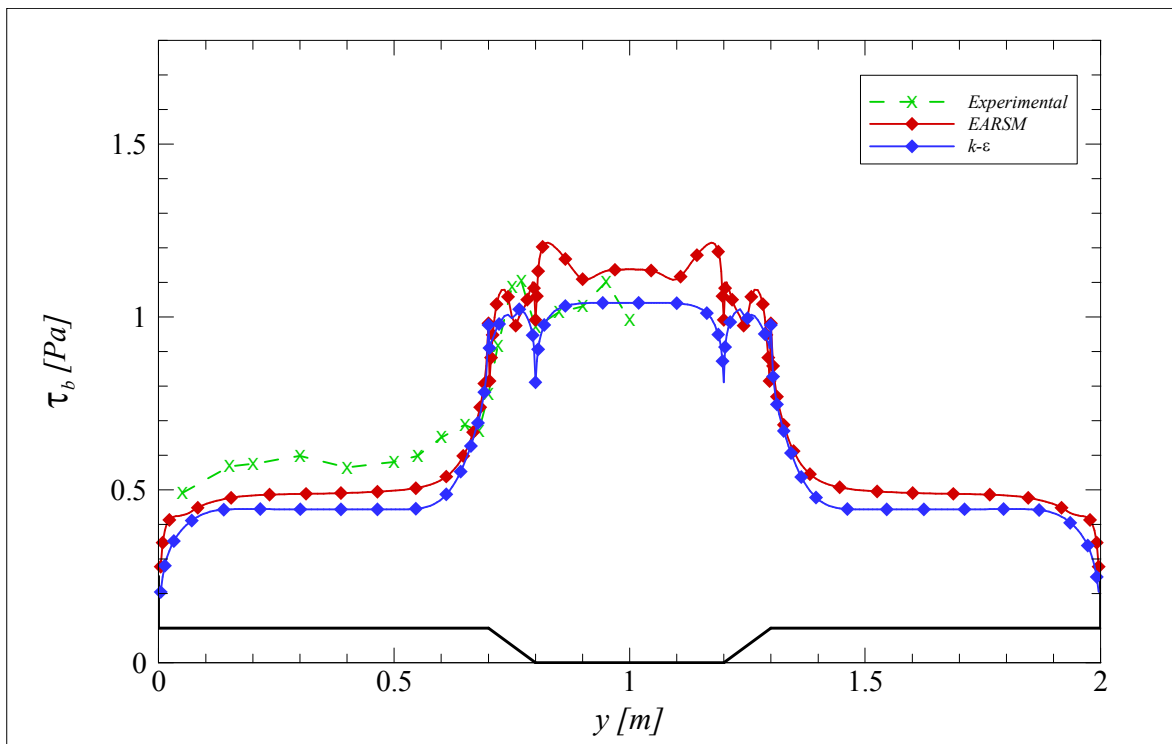
b)  $h_r = 0.15$ .



c)  $h_r = 0.20$ .

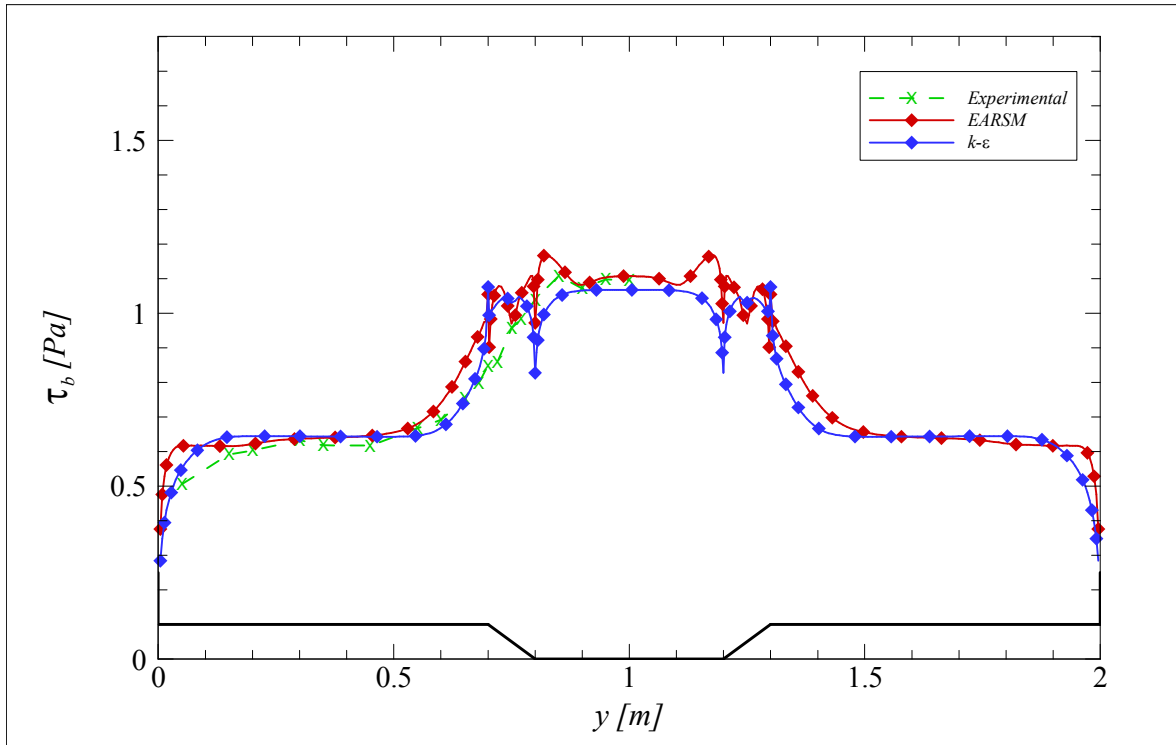


d)  $h_r = 0.25$ .



e)  $h_r = 0.30$ .



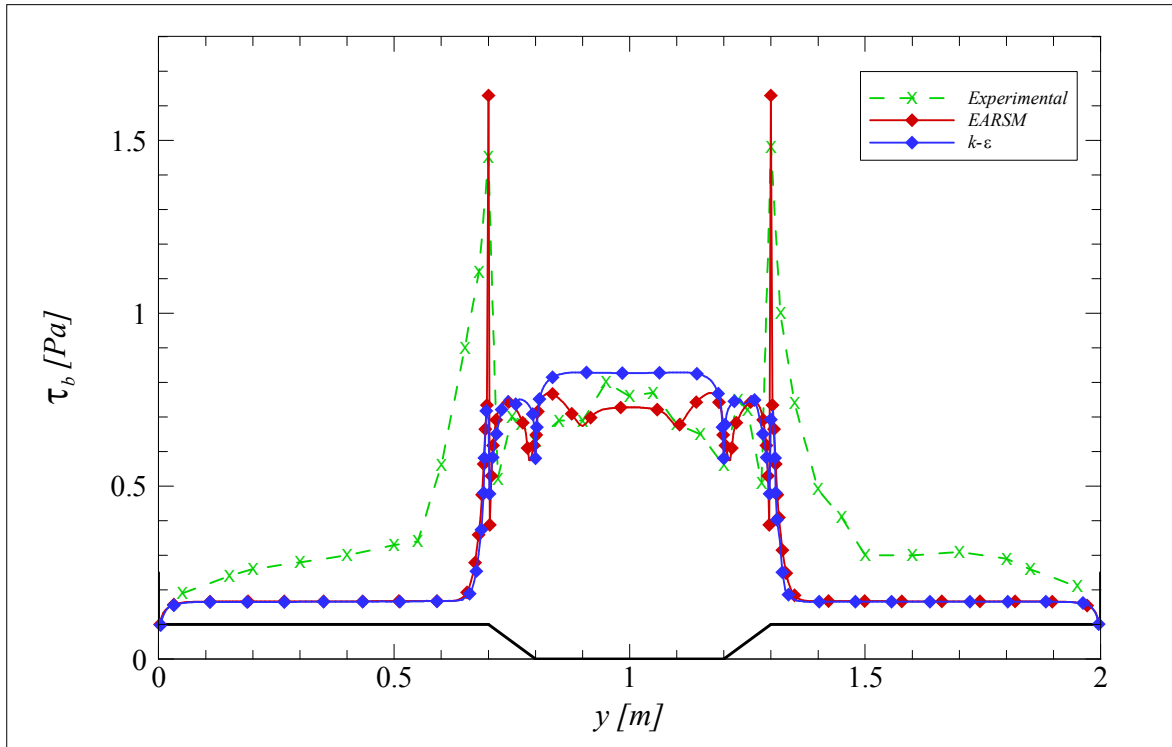


f)  $h_r=0.38$ .

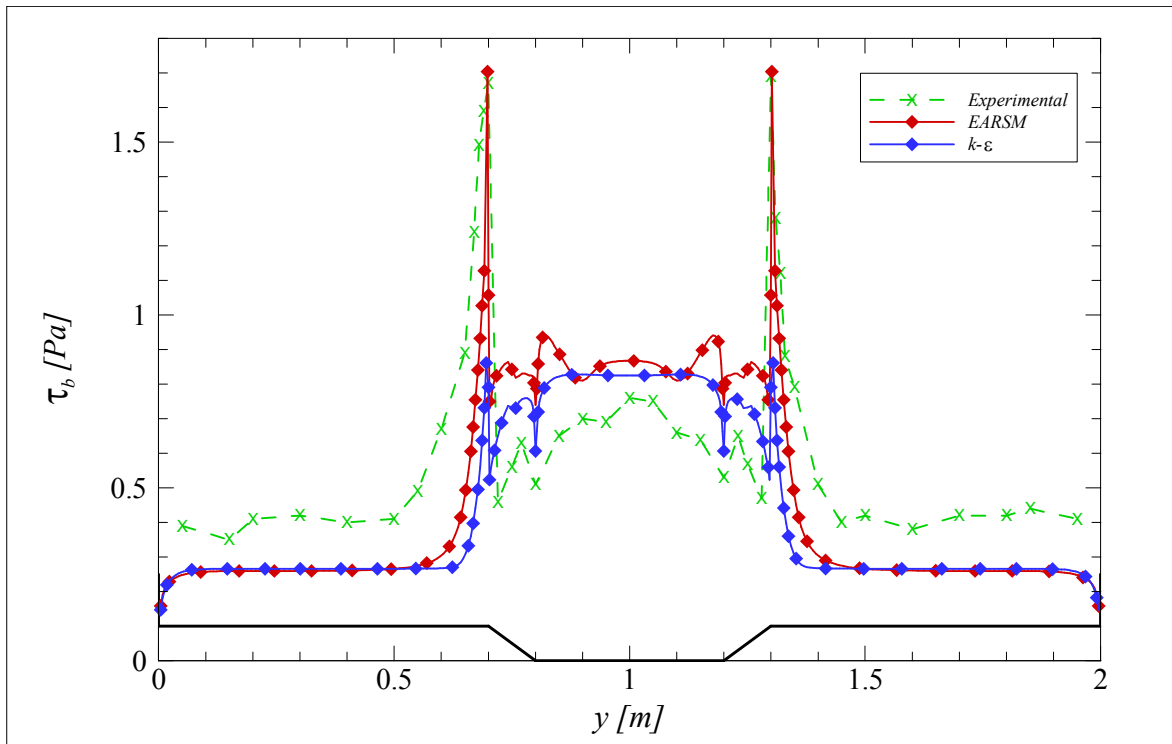
Figura 4.13: Comparação da tensão de arrastamento dos modelos numéricos e experimental na secção X7500 para leitos de cheia lisos.

Observa-se na Figura 4.13 que existe um desenvolvimento de um padrão das tensões de arrastamento semelhante para ambos os modelos numéricos e os dados experimentais. No entanto, o modelo EARSM adapta-se melhor na camada de mistura do que para o modelo  $k-\varepsilon$  por este ser um modelo isotrópico. Verifica-se que o modelo EARSM adapta-se melhor aos dados experimentais consoante se aumenta a altura relativa. Nota-se também que na interface o modelo EARSM exhibe um padrão mais aproximado ao experimental do que o modelo  $k-\varepsilon$ , pois o modelo EARSM reproduz a anisotropia turbulenta. Contudo, ambos os modelos numéricos subestimam a tensão de arrastamento nos leitos de cheia e na camada de mistura. As tensões de arrastamento atingem um valor máximo na interface pelo elevado valor do gradiente de velocidade existente nesta zona.

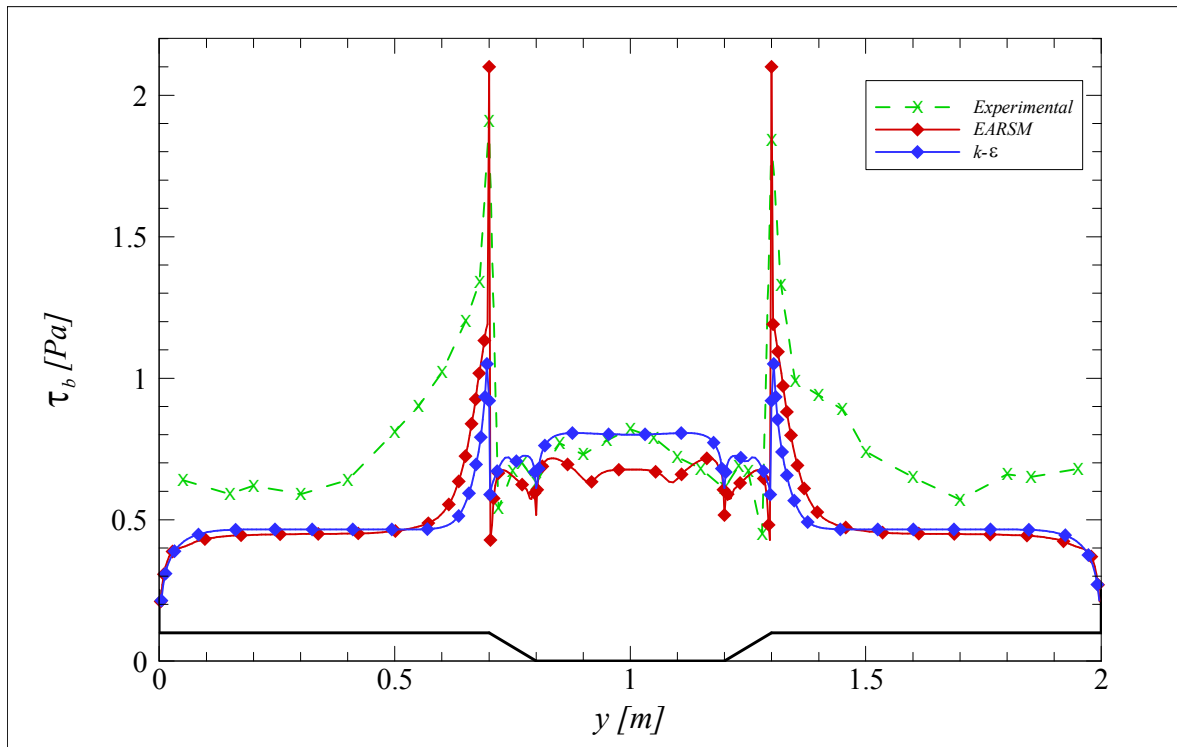
Na Figura 4.14 apresenta-se a tensão de arrastamento na secção X7500 para o leitos de cheia rugosos para  $h_r = 0.15$ ,  $0.20$  e  $0.30$ .



a)  $h_r = 0.15$ .



b)  $h_r = 0.20$ .



c)  $h_r=0.30$ .

Figura 4.14: Comparação da tensão de arrastamento dos modelos numéricos e experimental na secção X7500 para leitos de cheia rugosos.

O padrão dos resultados numéricos da tensão de arrastamento assemelha-se nos leitos de cheia, diferenciando-se no início da camada de mistura, em que o modelo EARSM aproxima-se melhor dos dados experimentais, consequentemente determina melhor a camada de mistura. Mesmo assim o modelo EARSM não se aproxima adequadamente aos dados experimentais no leito de cheia e nem na zona da camada de mistura devido à possível subestimação da resistência hidráulica do canal experimental. A partir da interface entre os leitos o modelo EARSM adapta-se melhor aos dados experimentais pois o gradiente de velocidade do modelo EARSM aproxima-se melhor aos gradientes de velocidade dos resultados experimentais.

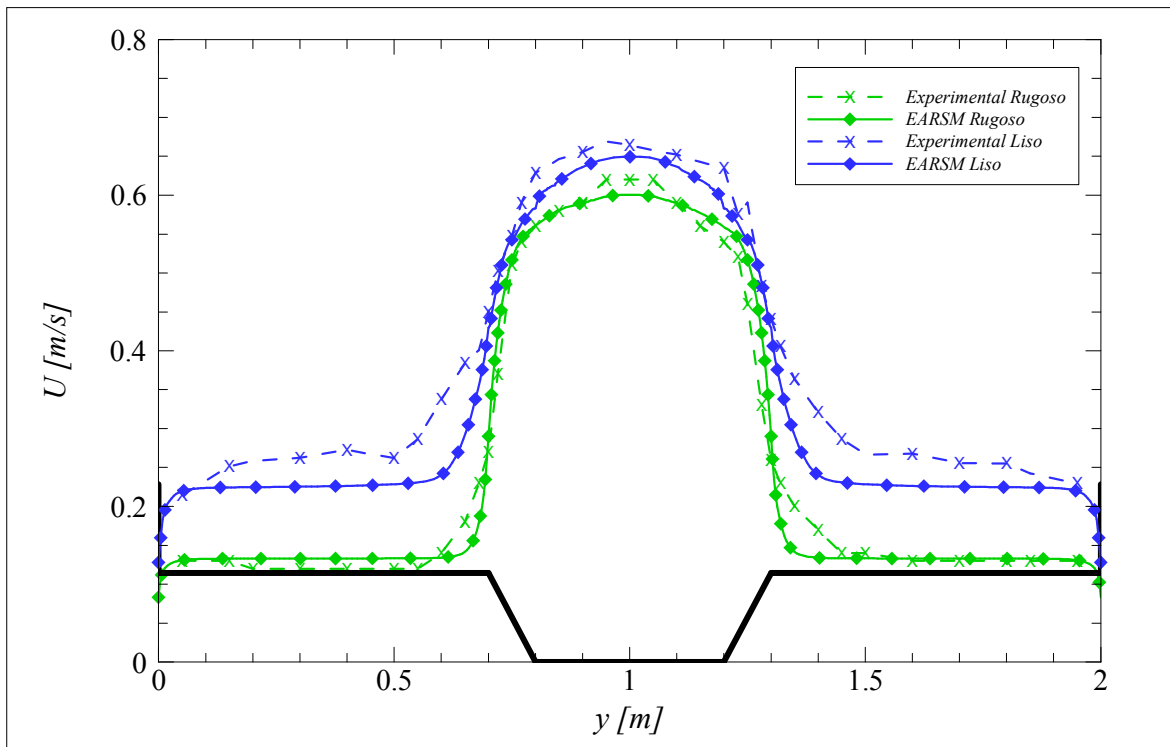
Da análise realizada para os dois modelos de turbulência conclui-se que o modelo EARSM adapta-se melhor aos dados experimentais na camada de mistura, caracterizando assim melhor os fenómenos existentes na interface do canal.

## 4.5 Escoamento para fundo liso e rugoso

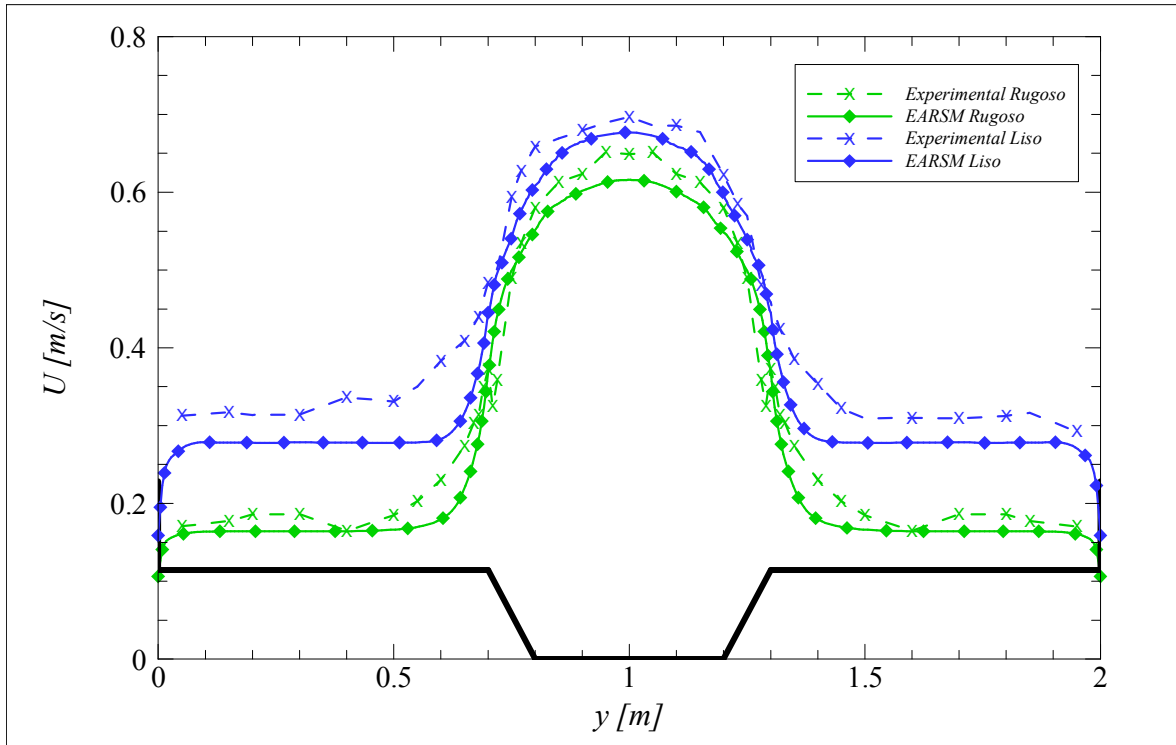
Nesta secção compara-se os resultados para leitos de cheia rugosos usando o modelo de turbulência EARSM. Esta comparação do escoamento com fundo rugoso e liso permite averiguar a influência da rugosidade e as suas consequências no escoamento num canal de secção composta.

### 4.5.1 Velocidade média em profundidade

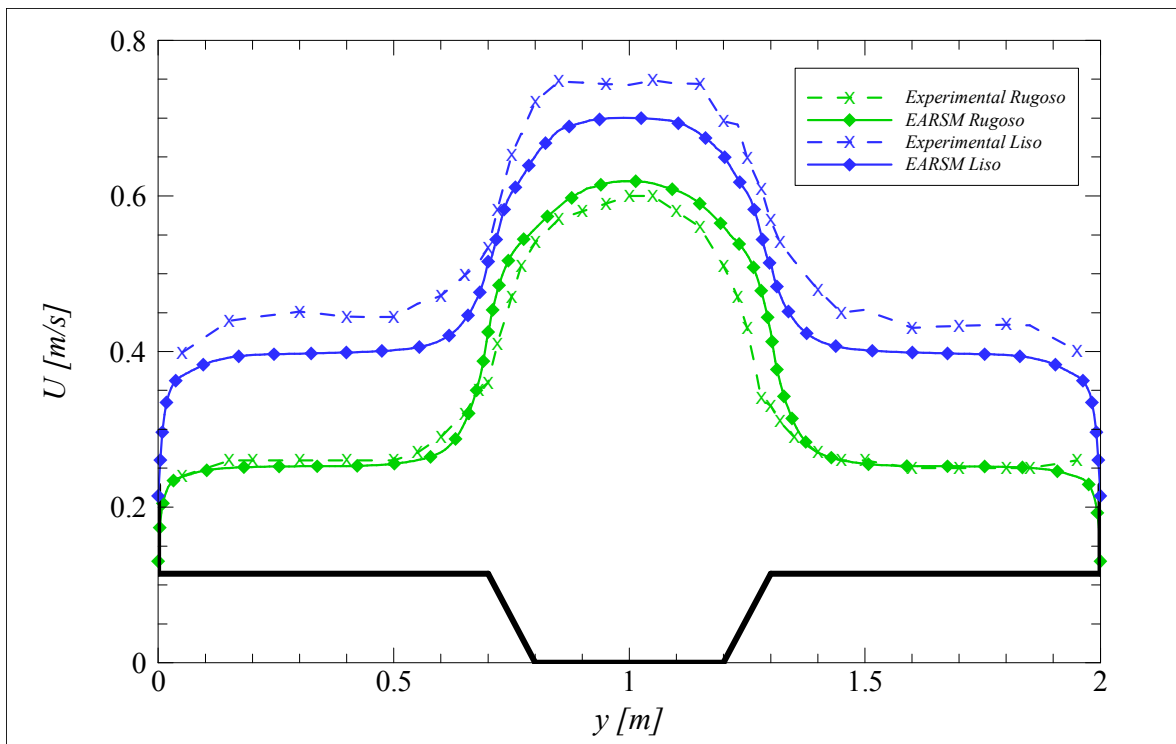
Na Figura 4.15 apresenta-se a comparação da distribuição transversal da velocidade média em profundidade para leitos de cheia rugosos e lisos na secção X7500 para  $h_r = 0.15, 0.20$  e  $0.30$ .



a)  $h_r = 0.15$ .



b)  $h_r = 0.20$ .



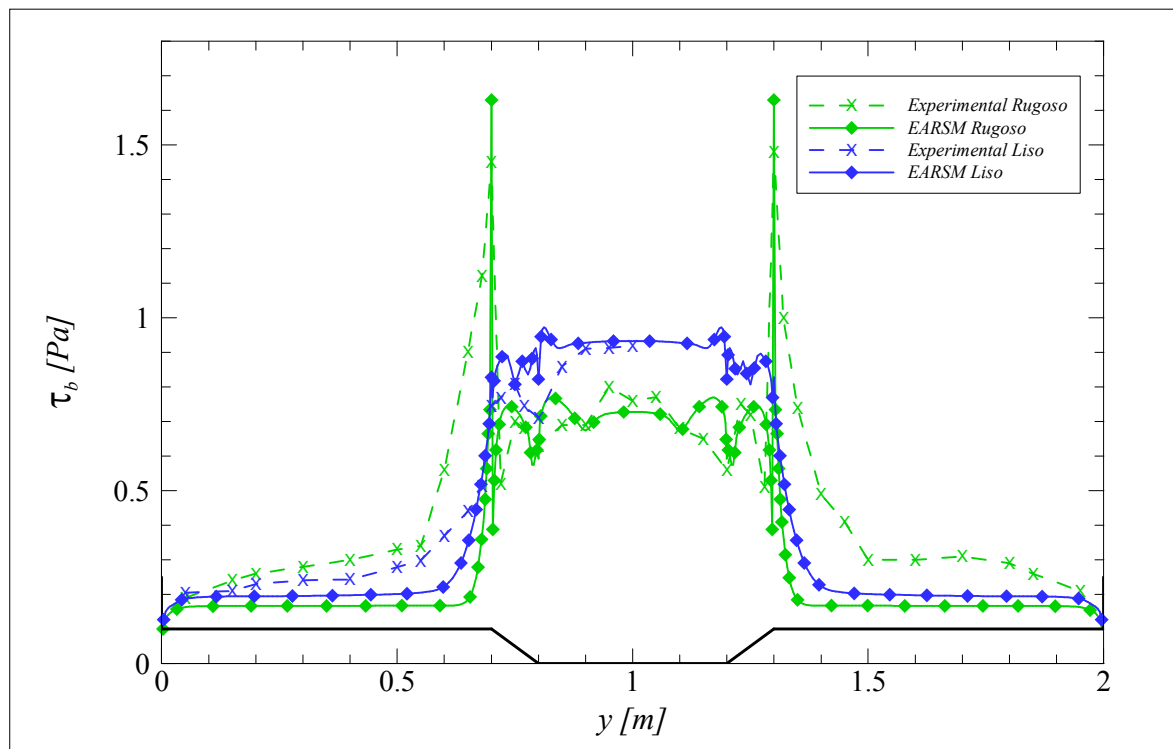
c)  $h_r = 0.30$ .

Figura 4.15: Comparação da velocidade média em profundidade do modelo EARSIM e experimental na secção X7500 para leito de cheia rugosos e lisos.

Observa-se na Figura 4.15 uma grande influência da rugosidade no escoamento, pois existe uma enorme diferença da velocidade média em profundidade para leitos de cheia rugosos e lisos. A camada de mistura tem maior dimensão para situações de leitos de cheia lisos e aumenta com o aumento da altura relativa. Pode-se observar também que os caudais são bastantes superiores para o leitos de cheia lisos. Verifica-se que, para as diferentes alturas relativas, o modelo numérico e os dados experimentais têm um padrão semelhante para leitos de cheia rugosos e lisos. A comparação para as diferentes alturas relativas permite concluir que a diferença de velocidade entre os leitos principal e de cheia diminui com o aumento da altura relativa.

#### 4.5.2 Tensão de arrastamento

Na Figura 4.16 apresenta-se a distribuição transversal da tensão de arrastamento para leito de cheia rugosos e lisos na secção X7500 para  $h_r = 0.15, 0.20$  e  $0.30$ .



a)  $h_r=0.15$ .

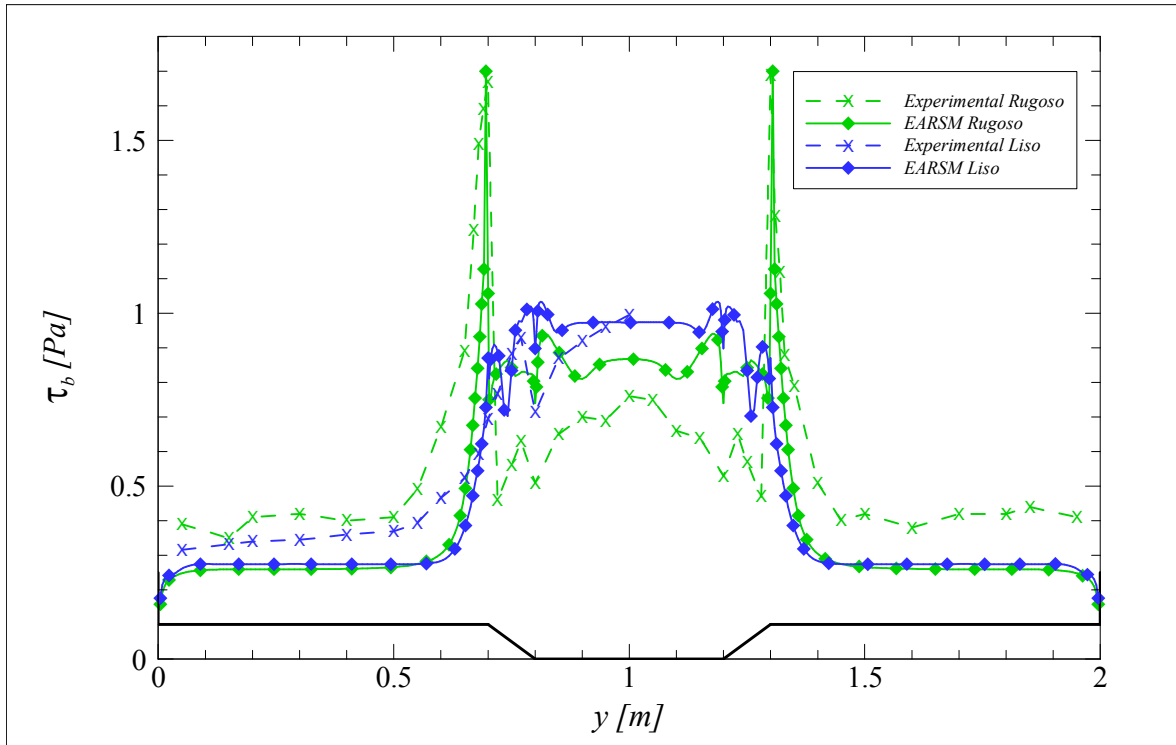
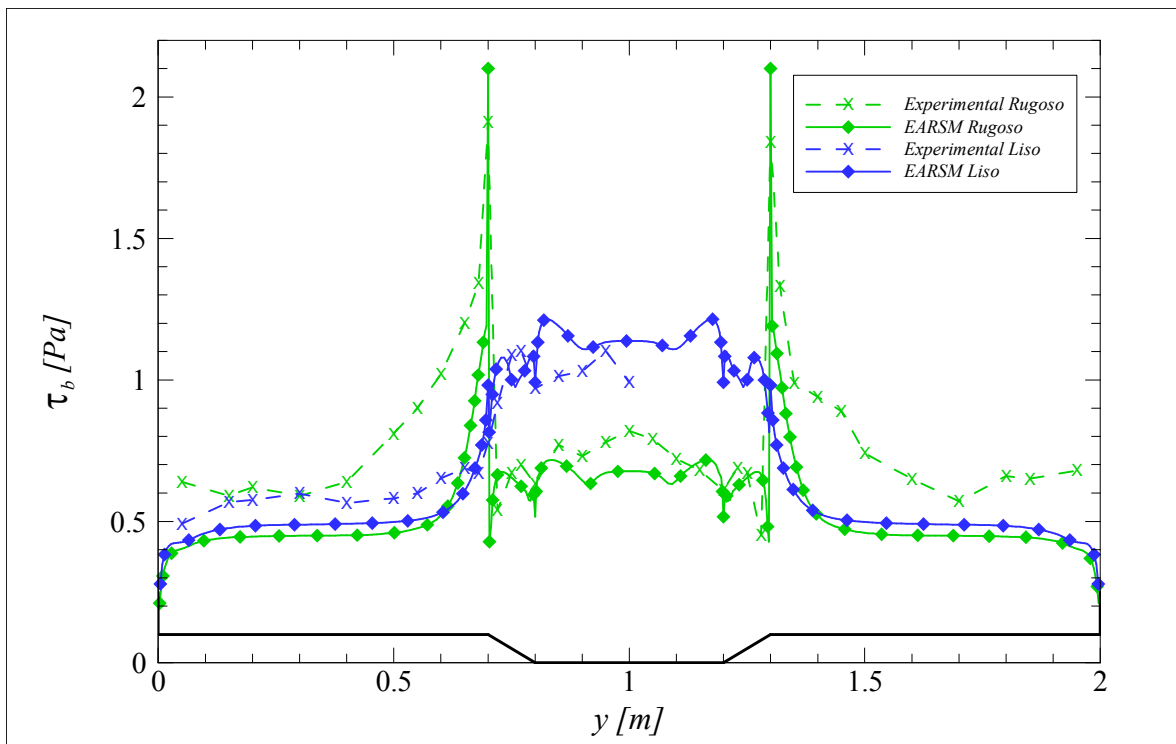

 b)  $h_r=0.20$ .

 c)  $h_r=0.30$ .

Figura 4.16: Comparação da tensão de arrastamento do modelo EARSIM e experimental na secção X7500 para leito de cheia rugosos e lisos.

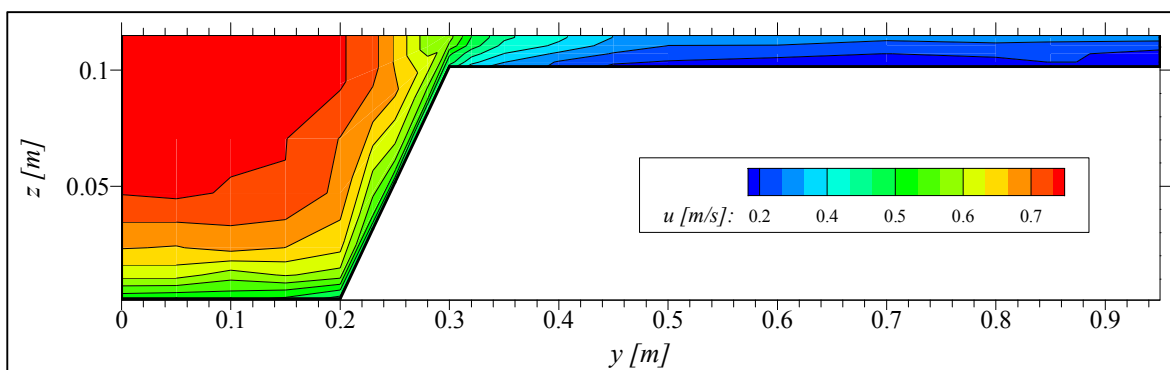
Na Figura 4.16 é possível verificar uma enorme influência da rugosidade dos leitos de cheia nas tensões de arrastamento, pois apresenta padrões diferentes para cada situação. Verifica-se também grandes diferenças na zona da camada de mistura em que nos leitos de cheia rugosos as tensões de arrastamento são bastante elevadas, havendo um aumento brusco na interface e diminuindo logo a seguir no leito principal, atingindo valores semelhantes aos obtidos nos leitos de cheia, para alturas relativas maiores. Tal facto não acontece no escoamento com leitos de cheia lisos, pois as tensões de arrastamento têm valores substancialmente inferiores na camada de mistura, sendo que o seu valor máximo atingido na interface mantém o mesmo intervalo de valores ao longo do leito principal. Observa-se que o modelo EARSM adapta-se melhor ao escoamento para leitos de cheia lisos, pois obtiveram-se resultados bastante mais próximos do experimental. É também de realçar que para leitos de cheia lisos na zona da camada de mistura obtiveram-se valores mais próximos do experimental do que para leitos de cheia rugosos. Em termos gerais, os resultados numéricos são inferiores aos resultados experimentais, indicando que a rugosidade aplicada no modelo numérico foi subestimada.

## 4.6 Análise dos resultados do EARSM com dados experimentais

Nesta secção a análise dos resultados é efectuada comparando os resultados numéricos com os dados experimentais para leitos de cheia rugosos, sendo utilizado sempre o modelo de turbulência EARSM. A análise será realizada para  $h_r = 0.15, 0.20$  e  $0.30$ , nas secções X3000, X5000 e X7500, pretendendo analisar o desenvolvimento do escoamento ao longo do canal.

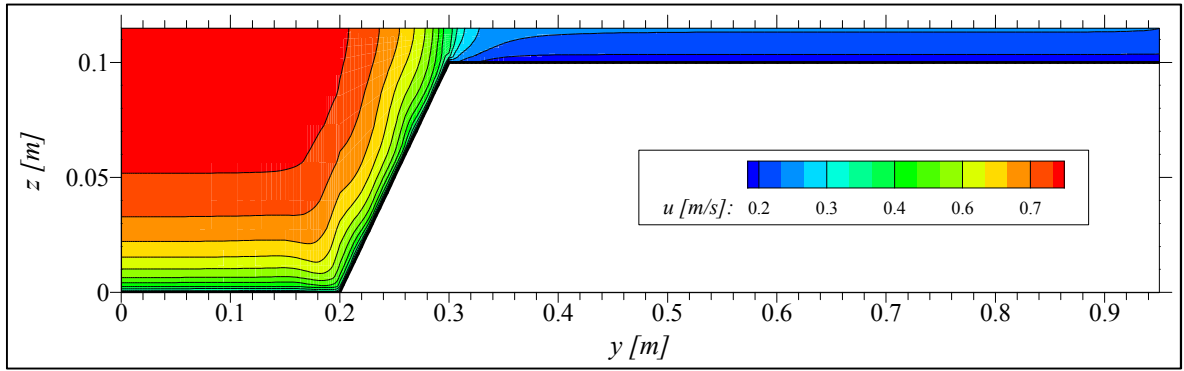
### 4.6.1 Campo de velocidade

Nas Figuras 4.17, 4.18 e 4.19 apresentam-se a distribuição da componente longitudinal da velocidade,  $u$ , para leitos de cheia rugosos nas secções transversais X3000, X5000 e X7500 para a altura relativa 0.15.



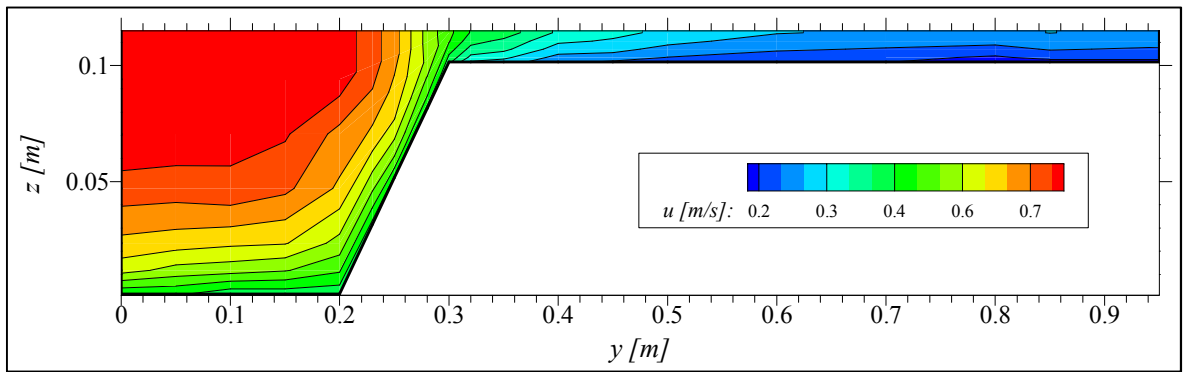
a) Experimental.



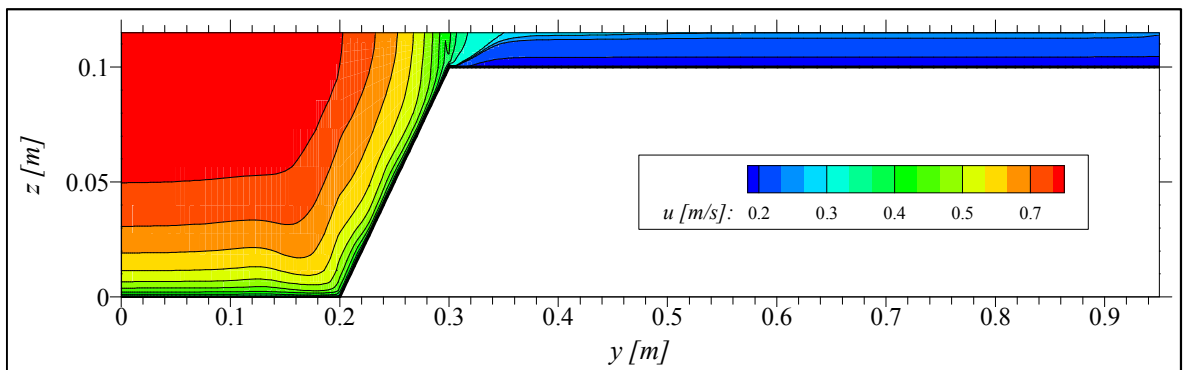


b) Numérico.

Figura 4.17: Campo de velocidade na secção transversal X3000 para  $h_r=0.15$ .

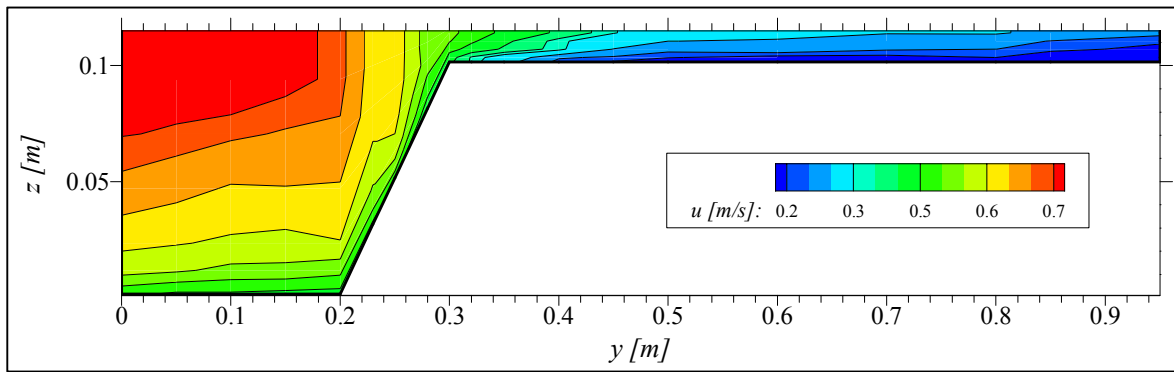


a) Experimental.

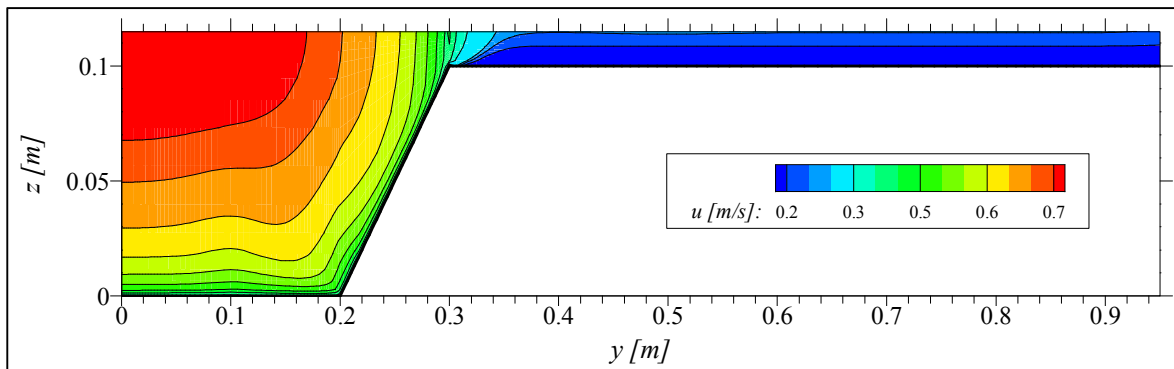


b) Numérico.

Figura 4.18: Campo de velocidade na secção transversal X5000 para  $h_r=0.15$ .



a) Experimental.

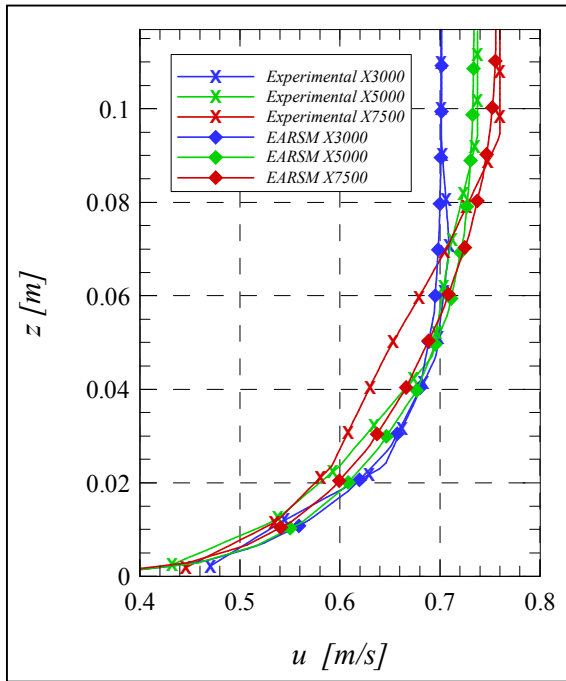


b) Numérico.

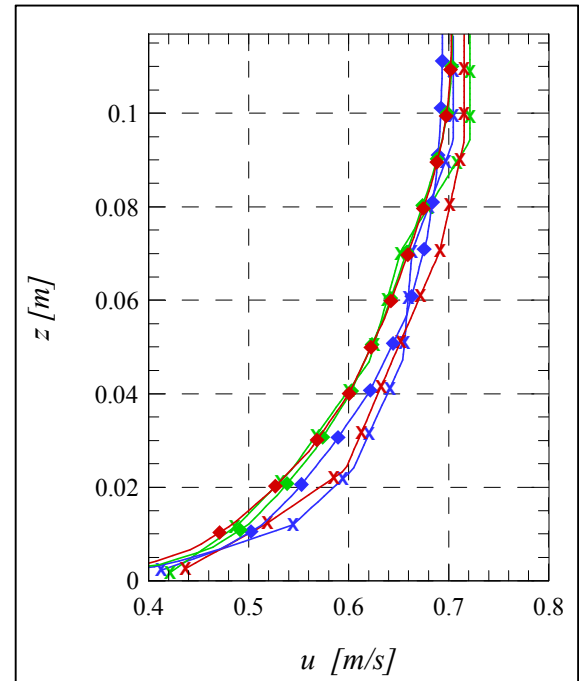
Figura 4.19: Campo de velocidade na secção transversal X7500 para  $h_r=0.15$ .

As isolinhas obtidas numericamente e experimentalmente (Figuras 4.17, 4.18 e 4.19) permitem identificar o mesmo padrão de desenvolvimento das velocidades existentes nos leitos principal. Apenas nos leitos de cheia se encontram padrões diferentes de velocidade, pois os resultados experimentais na camada de mistura têm uma maior influência do escoamento do leito principal no leito de cheia. A velocidade numérica na zona do leito de cheia é inferior aos resultados obtidos experimentalmente, isto deve-se ao facto de numericamente se subestimar a resistência hidráulica existente neste leito.

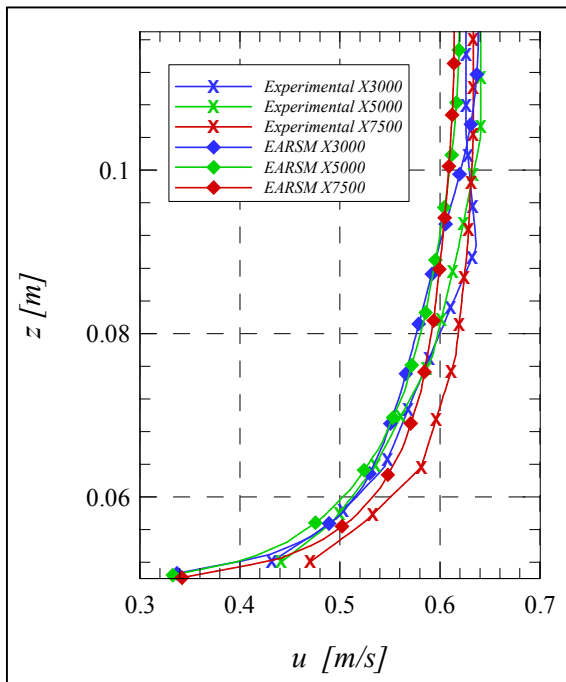
Na Figura 4.20 apresenta-se o perfil de velocidade vertical para  $h_r = 0.15$  nas secções X3000, X5000 e X7500 para várias coordenadas do eixo  $y$ .



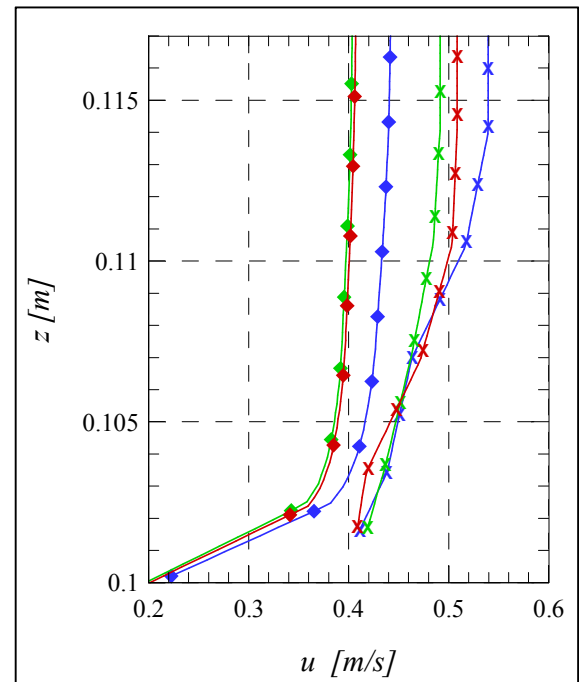
a)  $y = 0.1$  m (leito principal).



b)  $y = 0.2$  m (leito principal).



c)  $y = 0.25$  m (leito principal).



d)  $y = 0.3$  m (interface).

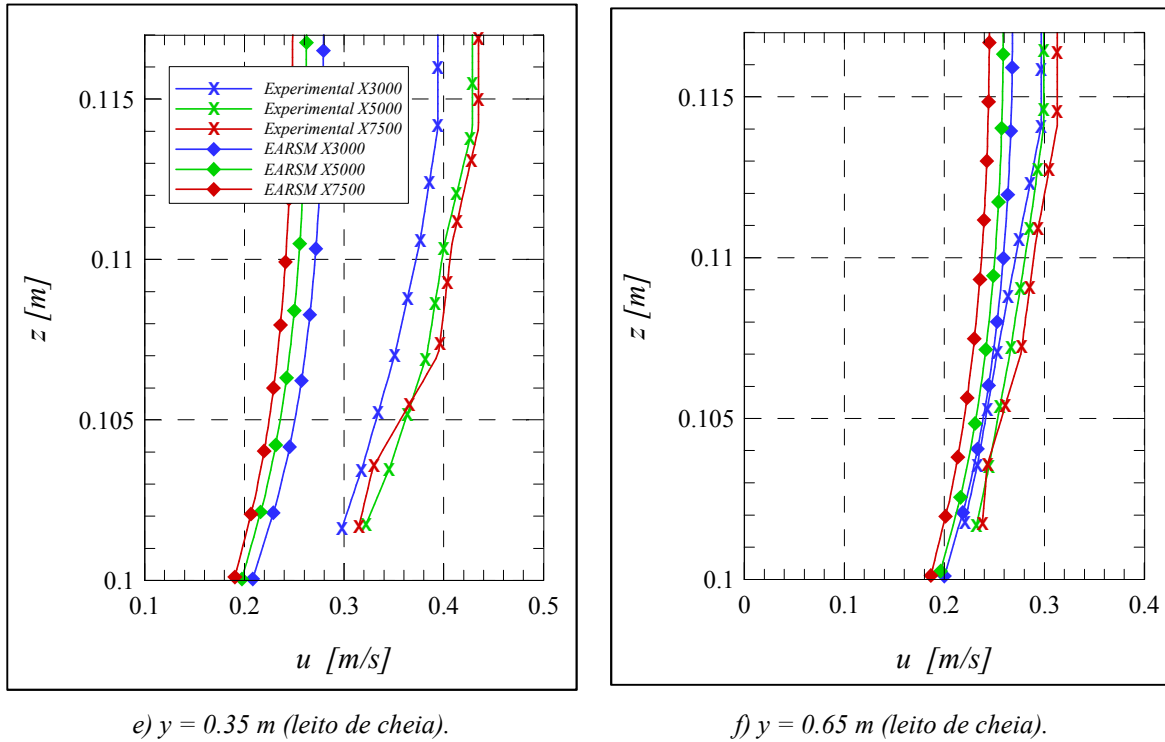
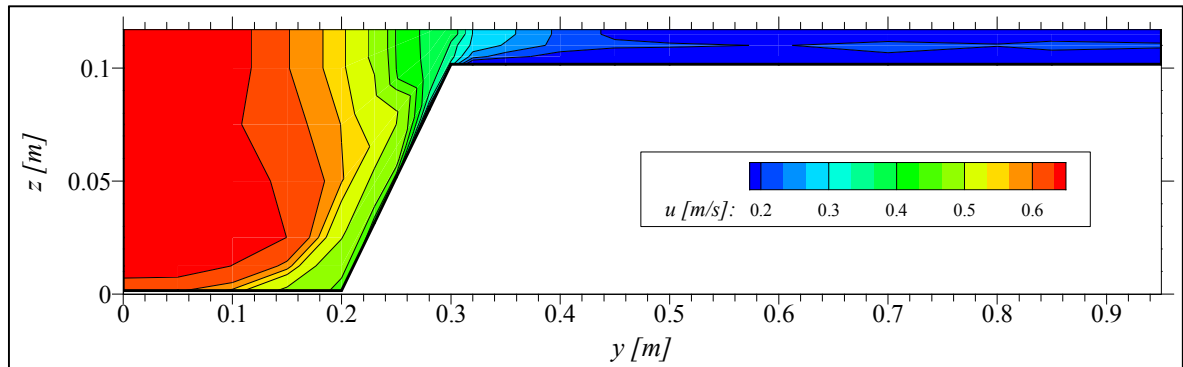


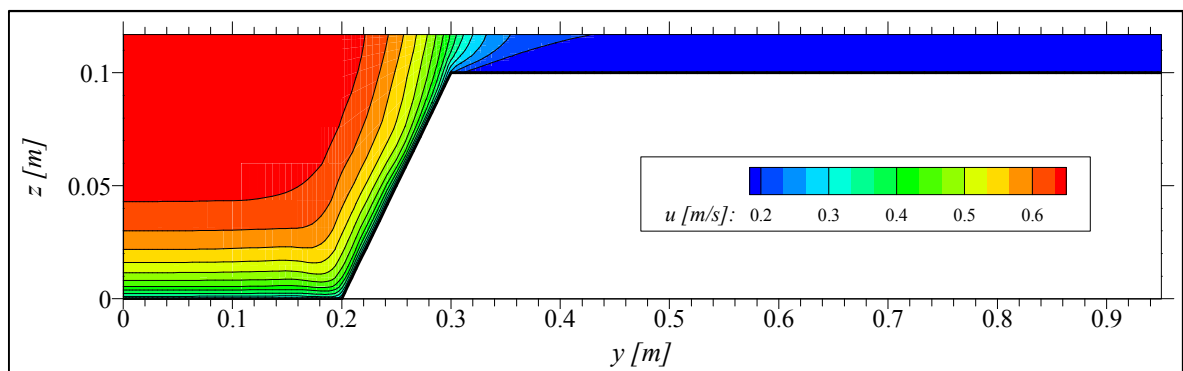
Figura 4.20: Perfil vertical de velocidade nas secções transversais X3000, X5000 e X7500, para  $h_r = 0.15$ .

Os resultados obtidos numericamente e experimentalmente para o perfil de velocidade demonstram uma boa concordância no leito principal (Figura 4.20, a) e b)), apresentando uma discrepância logo na camada de mistura (Figura 4.20, d)). Esta discrepância é devida principalmente à subestimação numérica da rugosidade existente nos dados experimentais, pois tal diferença irá retardar o escoamento numérico obtendo-se assim uma menor velocidade comparativamente aos resultados experimentais. Devido ao desenvolvimento da camada de limite o perfil de velocidade no leito principal tende a aumentar de intensidade à superfície livre de montante para jusante do canal (Figura 4.20, a)). É de realçar que à medida que se aproxima da interface entre os leitos (Figura 4.20, d)) o perfil de velocidade fica praticamente vertical e diminui de intensidade tanto para os resultados numéricos como experimentais, evidenciando assim a influência por parte do leito de cheia rugoso no canal. Nos leitos de cheia (Figura 4.20, e) e f)) o perfil de velocidade numérico tende a ser praticamente vertical, isto é devido à aplicação da lei de parede na superfície do fundo rugoso, conseguindo assim que a camada limite seja desenvolvida. Observa-se que a meio do leito de cheia os perfis de velocidade adaptam-se melhor aos resultados experimentais, pois aqui existe menos influência do leito principal e consequentemente menos transferência de massa entre os leitos.

Nas Figuras 4.21, 4.22 e 4.23 apresentam-se a distribuição da componente longitudinal da velocidade,  $u$ , para leitos de cheia rugosos nas secções transversais X3000, X5000 e X7500 para a altura relativa 0.20.

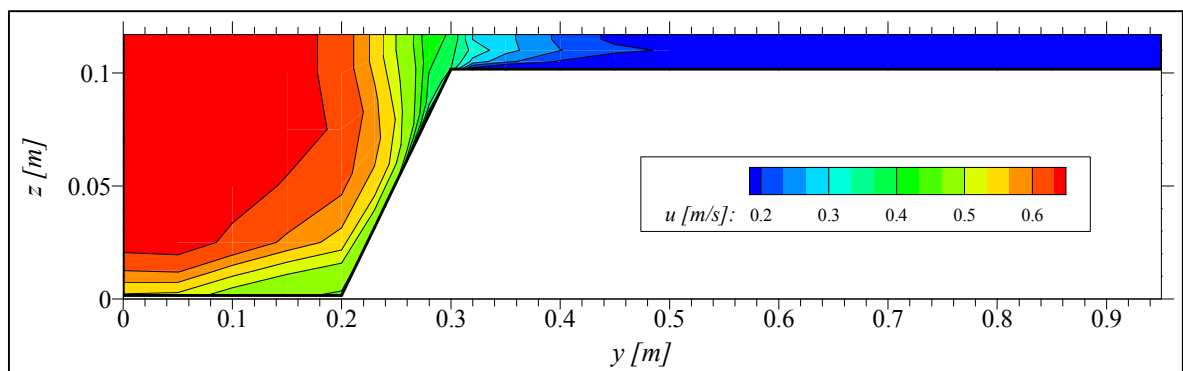


a) Experimental.

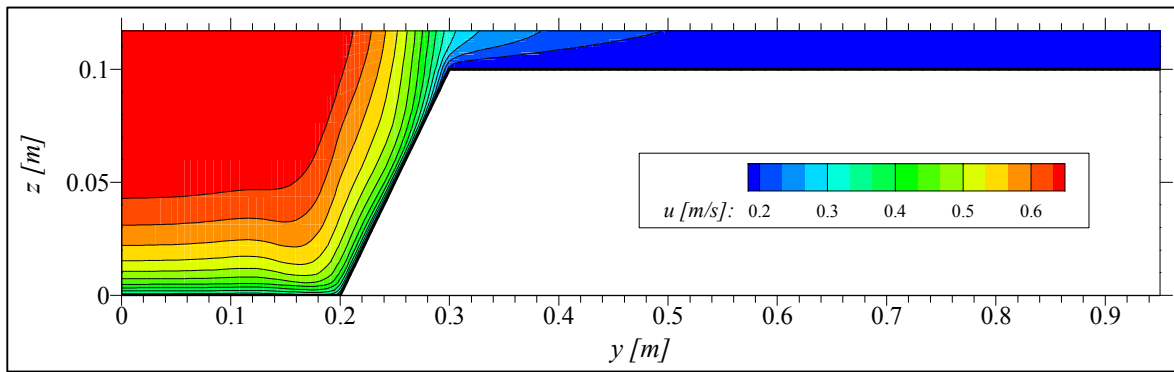


b) Numérico.

Figura 4.21: Campo de velocidade na secção transversal X3000 para  $h_r=0.20$ .

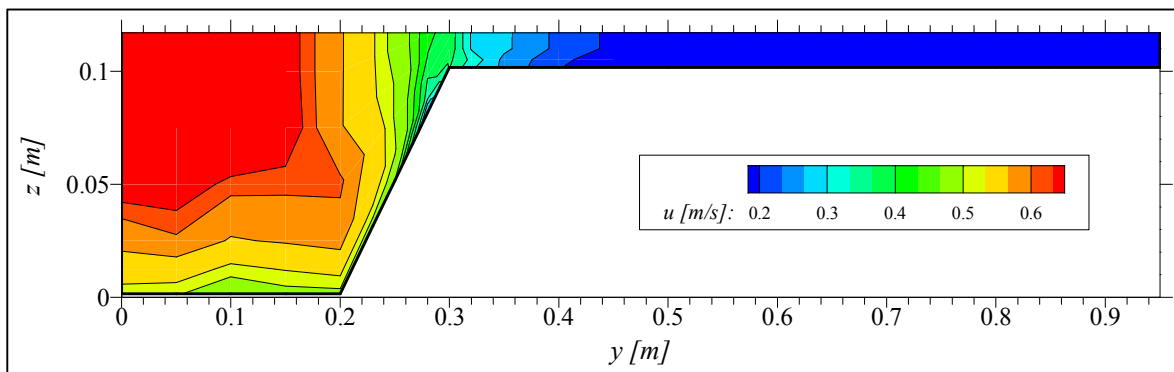


a) Experimental.

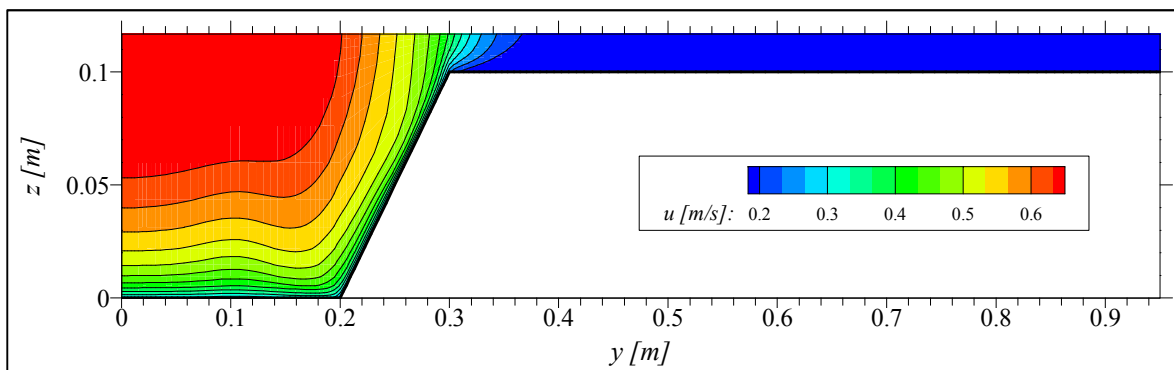


b) Numérico.

Figura 4.22: Campo de velocidade na secção transversal X5000 para  $h_r=0.20$ .



a) Experimental.



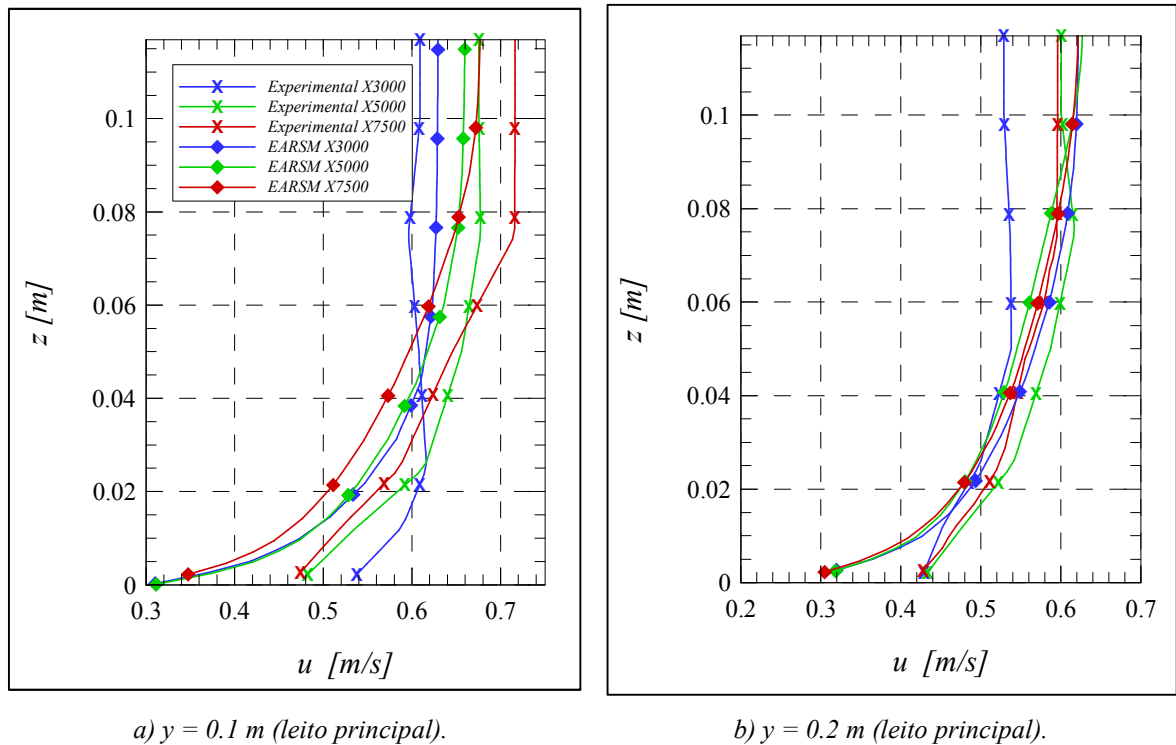
b) Numérico.

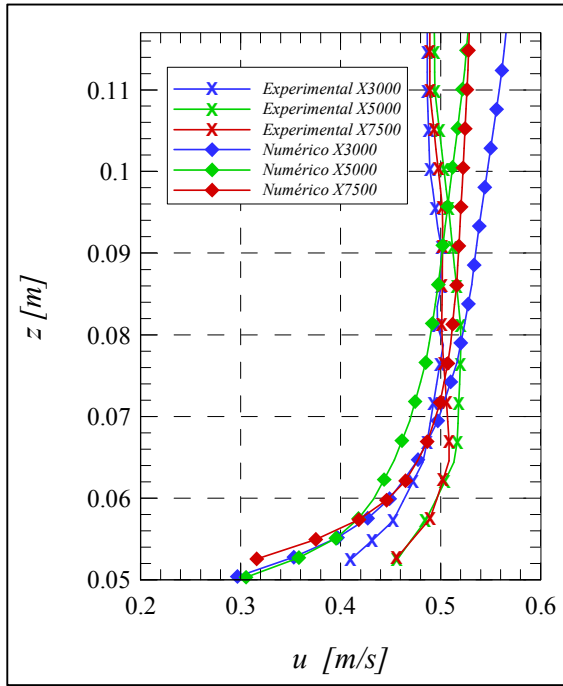
Figura 4.23: Campo de velocidade na secção transversal X7500 para  $h_r=0.20$ .

Para o escoamento com altura relativa 0.20 teve-se grande dificuldade em realizar-se uma análise detalhada dos resultados obtidos, devido aos dados experimentais fornecidos, pois estes apresentam

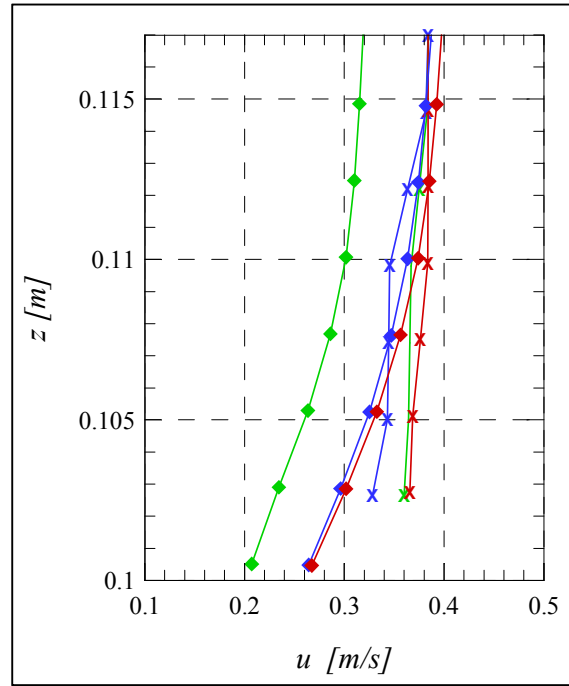
um número de pontos de medição extremamente reduzidos, dificultando assim a compreensão e a análise de determinadas características do escoamento. Mesmo assim, pode-se observar que o modelo aproxima-se dos dados experimentais, apresentando um padrão de desenvolvimento semelhante para as 3 secções em estudo. É possível observar-se que nos resultados experimentais o leito principal tem maior influência no leito de cheia do que o modelo EARSM ao longo das secções. Todavia a interface ainda apresenta diferenças consideráveis dos resultados entre o modelo EARSM e os resultados experimentais. A camada de mistura existente nos resultados experimentais tem maiores dimensões do que o modelo numérico, evidenciando a subestimação da troca de massa no modelo numérico. Devido à rugosidade existente no canal nota-se que o escoamento numérico no leito de cheia é praticamente equivalente aos resultados experimentais.

Na Figura 4.24 representa-se o perfil de velocidade vertical para  $h_r = 0.20$  nas secções X3000, X5000 e X7500 para várias coordenadas do eixo  $y$ .

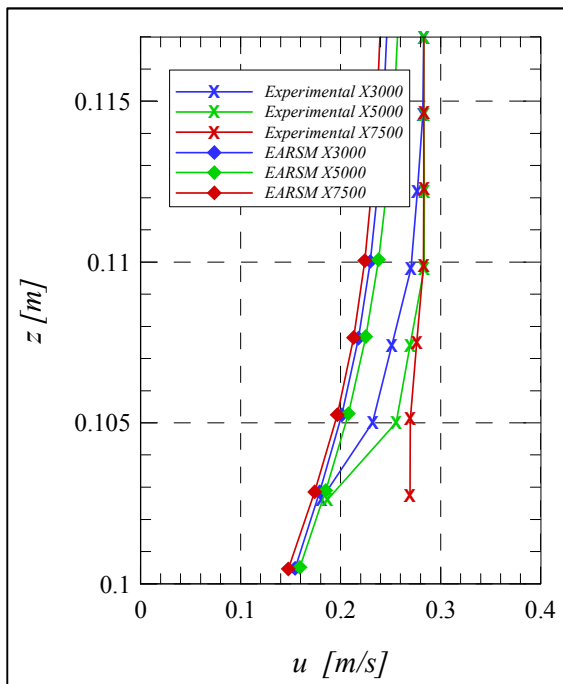




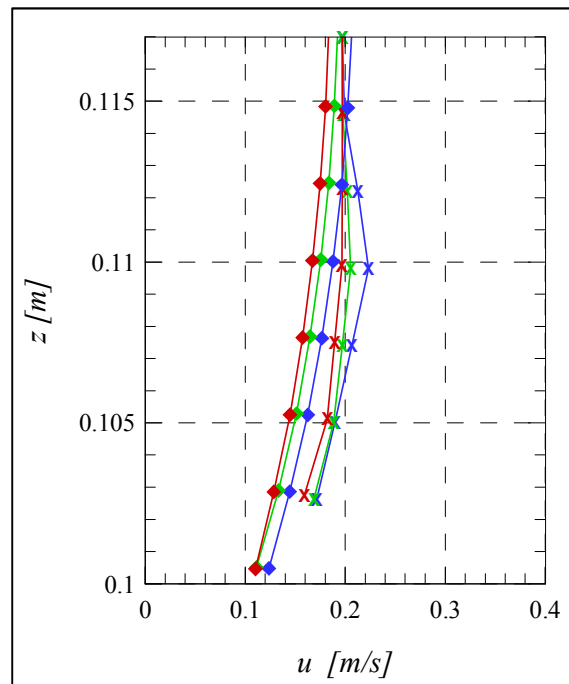
c)  $y = 0.25$ .



d)  $y = 0.3$  m (interface).



e)  $y = 0.35$  m (leito de cheia).



f)  $y = 0.65$  m (leito de cheia).

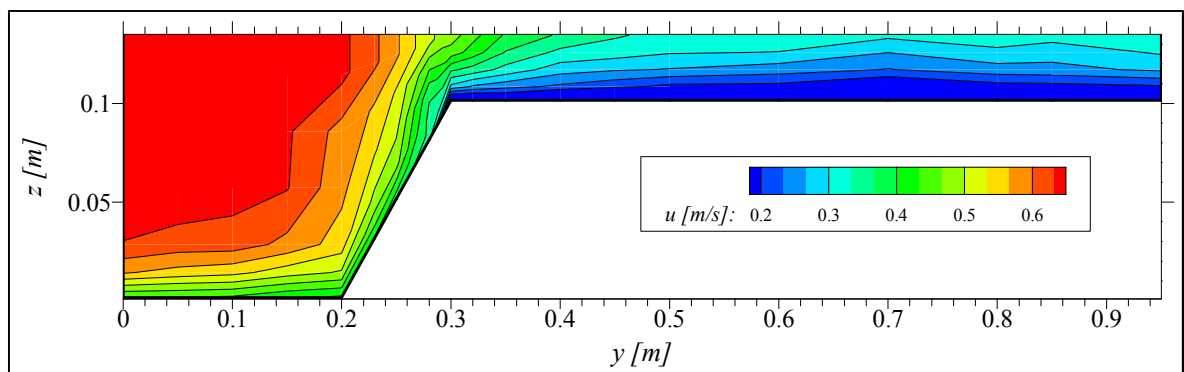
Figura 4.24: Perfil vertical de velocidade nas secções transversais X3000, X5000 e X7500, para  $h_r = 0.20$ .

A Figura 4.24 apresenta uma boa concordância nas várias secções em estudo do leito principal (Figura 4.24, a) e b)), demonstrando que adapta-se melhor no leito de cheia e no plano inclinado do leito principal (Figura 4.24, c) - f)). Devido ao desenvolvimento da camada limite o perfil de

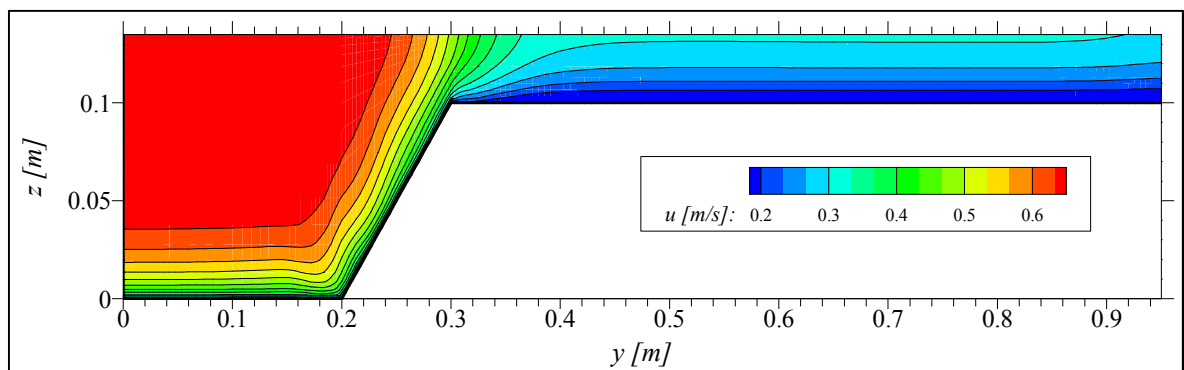


velocidade numérico no leito principal tende a aumentar de intensidade à superfície de montante a jusante do canal para o leito principal, tendo maior intensidade em algumas secções os resultados experimentais. É de realçar que à medida que se aproxima da interface entre os dois leitos (Figura 4.24, *d*)) o perfil de velocidade tende a ser vertical e diminuir de intensidade, destaca-se assim a influência por parte do leito de cheia rugoso no canal. Também é importante referir que no leito de cheia (Figura 4.24, *f*))o perfil de velocidade numérico tende a ser praticamente vertical, isto é devido à aplicação da lei de parede na superfície do fundo rugoso, conseguindo assim que a camada limite seja desenvolvida. Pode-se observar que a meio do leito de cheia os perfis de velocidade adaptam-se melhor aos resultados experimentais, pois aqui existe menos influência do leito principal e conseqüentemente menos transferência de quantidade de massa entre os leitos. É de realçar a ausência de pontos existentes nos dados experimentais o que dificultou a percepção do desenvolvimento do perfil e a comparação com os dados experimentais.

Nas Figuras 4.25, 4.26 e 4.27 apresentam-se a distribuição da componente longitudinal da velocidade,  $u$ , nas secções transversais X3000, X5000 e X7500 para  $h_r = 0.30$ .

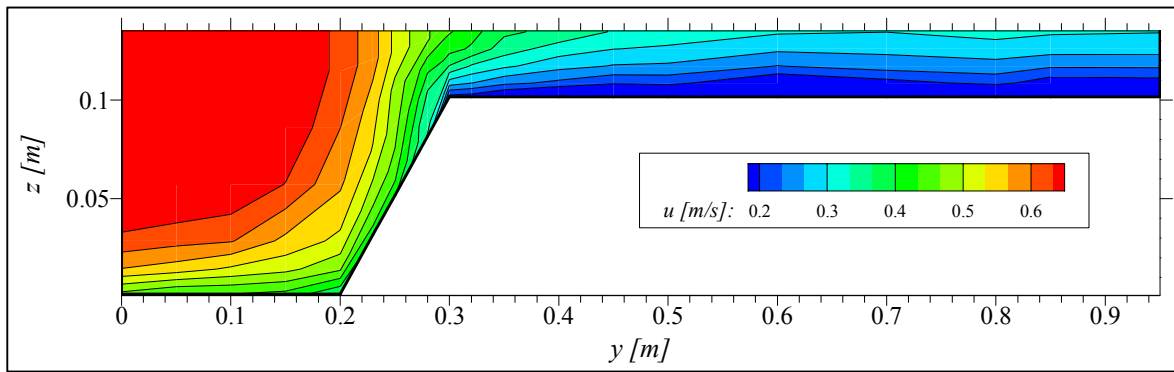


a) Experimental.

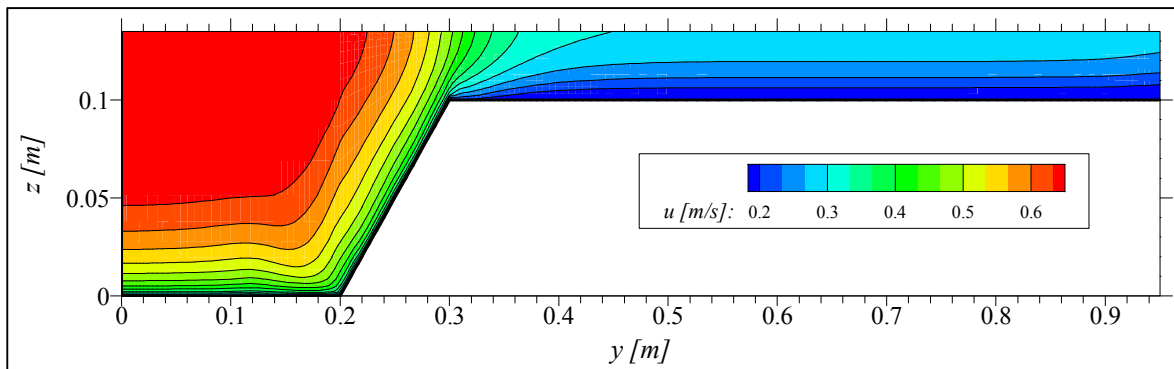


b) Numérico.

Figura 4.25: Campo de velocidade na secção transversal X3000 para  $h_r = 0.30$ .

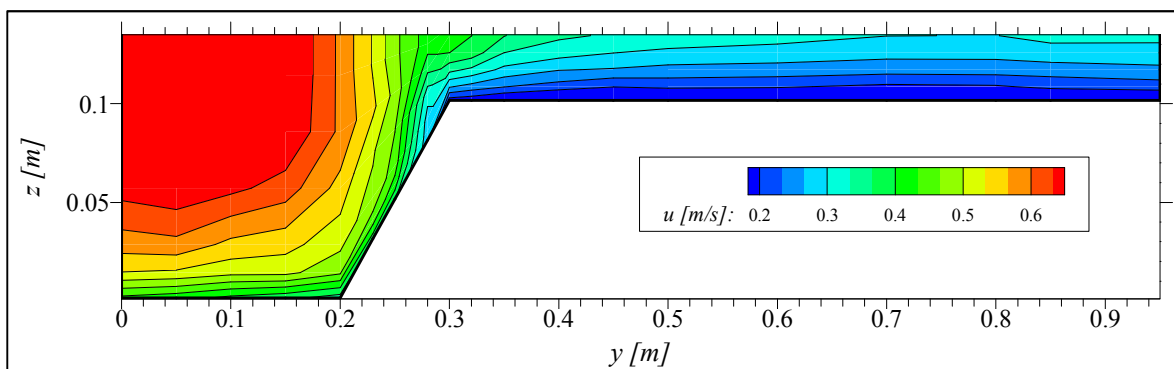


a) Experimental.

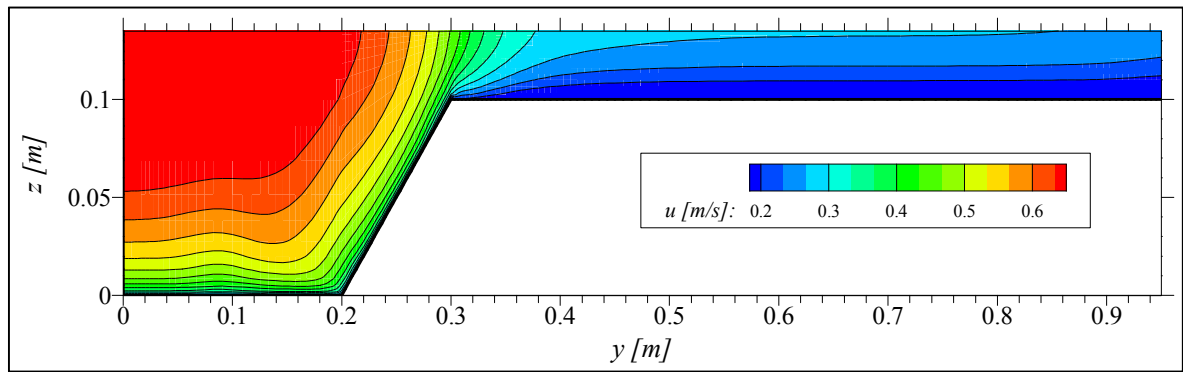


b) Numérico.

Figura 4.26: Campo de velocidade na secção transversal X5000 para  $h_r = 0.30$ .



a) Experimental.

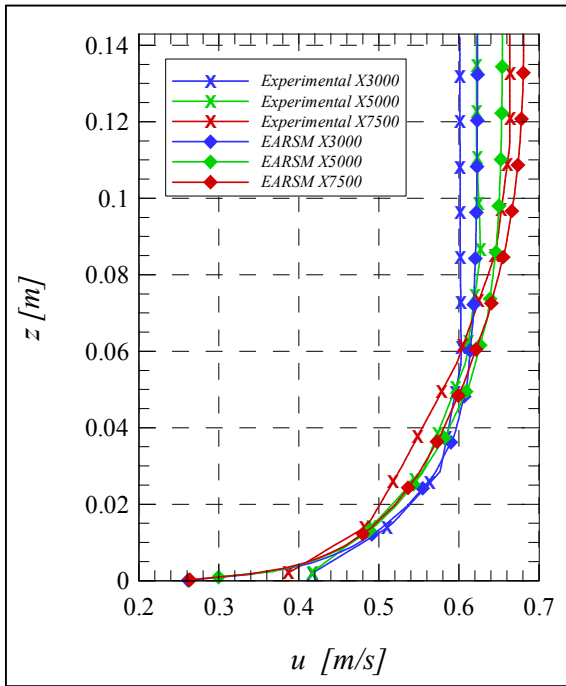


b) Numérico.

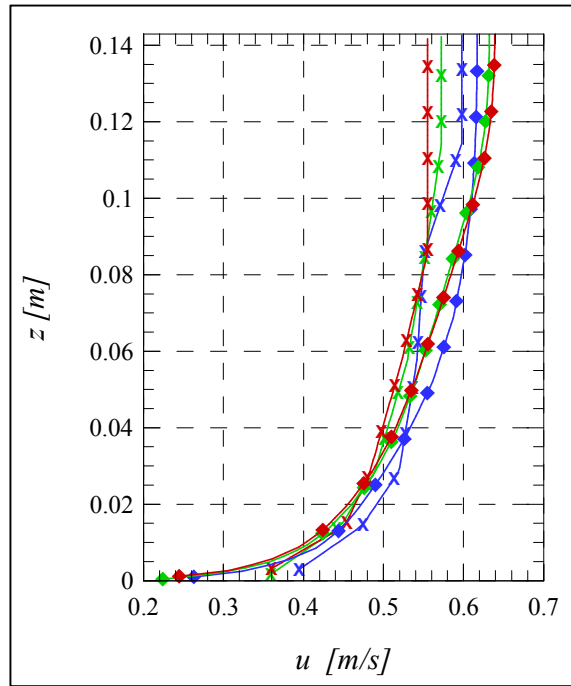
Figura 4.27: Campo de velocidade na secção transversal X7500 para  $h_r=0.30$ .

Para  $h_r = 0.30$  (Figuras 4.25, 4.26 e 4.27) observa-se que o modelo EARSM adapta-se bem ao campo de velocidade experimental, onde a camada de mistura é maior. Onde o modelo de turbulência EARSM descreve melhor a transferência de massa entre os leitos, apresentando assim melhores resultados relativamente a  $h_r=0.15$  e  $h_r=0.20$ . Os campos de velocidade para os resultados numéricos e experimentais apresentam o mesmo padrão de desenvolvimento para cada secção para os leitos principal e de cheia. Contudo a interface ainda apresenta diferenças consideráveis dos resultados numéricos relativamente aos experimentais. Nota-se que a rugosidade existente no leito de cheia já não tem tanta influência no escoamento, pois o modelo numérico aproxima-se bastante dos resultados numéricos.

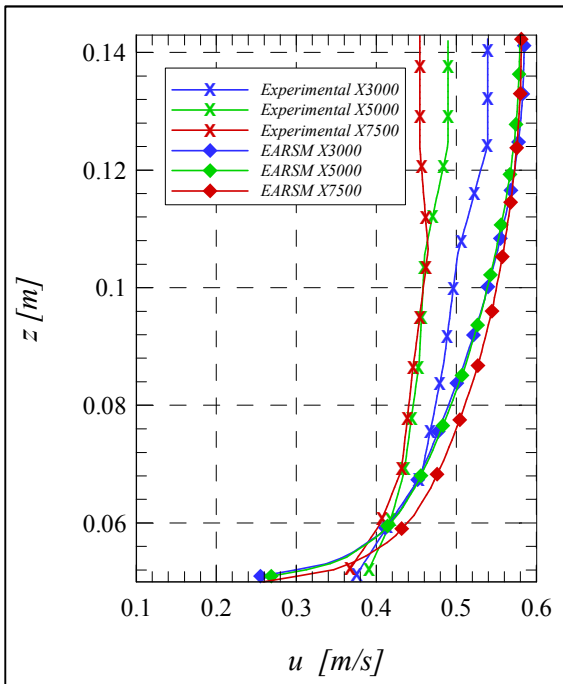
Na Figura 4.28 apresenta-se o perfil de velocidade vertical nas secções X3000, X5000 e X7500 para várias coordenadas do eixo  $y$ .



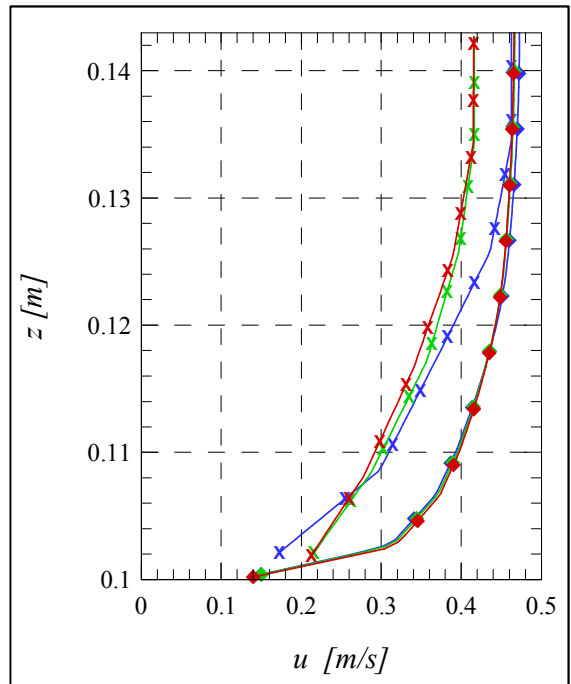
a)  $y = 0.1$  m (leito principal).



b)  $y = 0.2$  m (leito principal).



c)  $y = 0.25$  m.



d)  $y = 0.3$  m (interface).

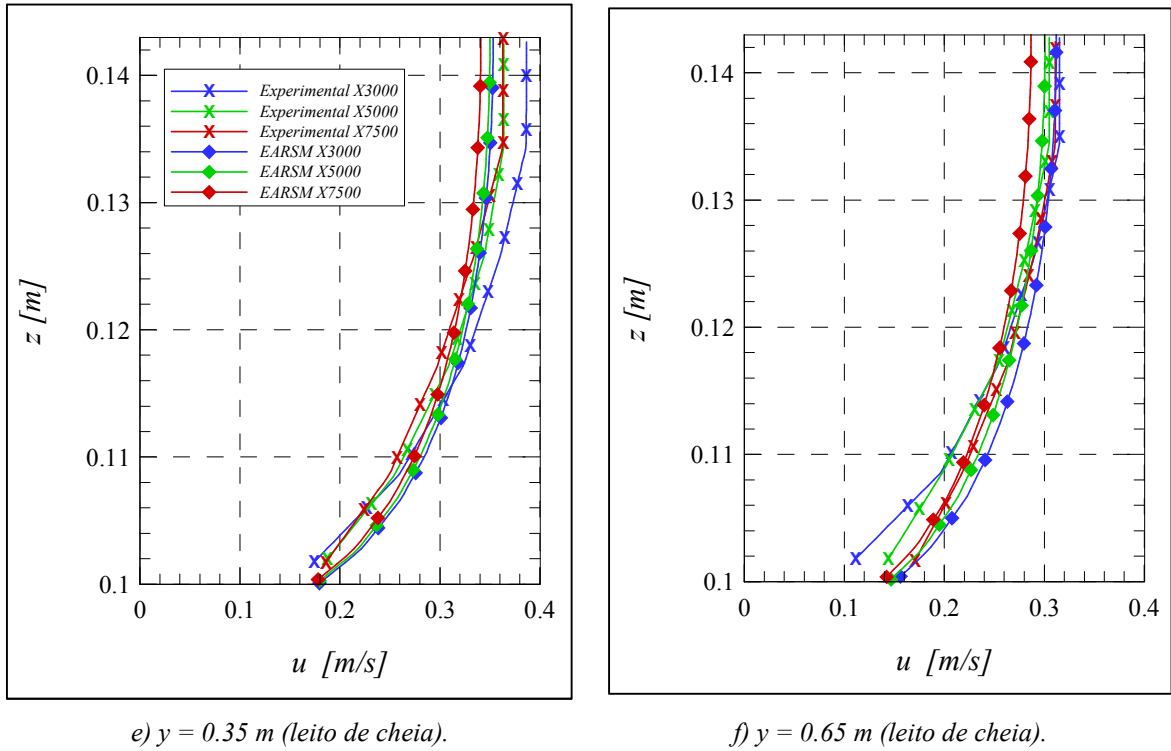


Figura 4.28: Perfil vertical de velocidade nas secções transversais X3000, X5000 e X7500, para a altura relativa de 0.30.

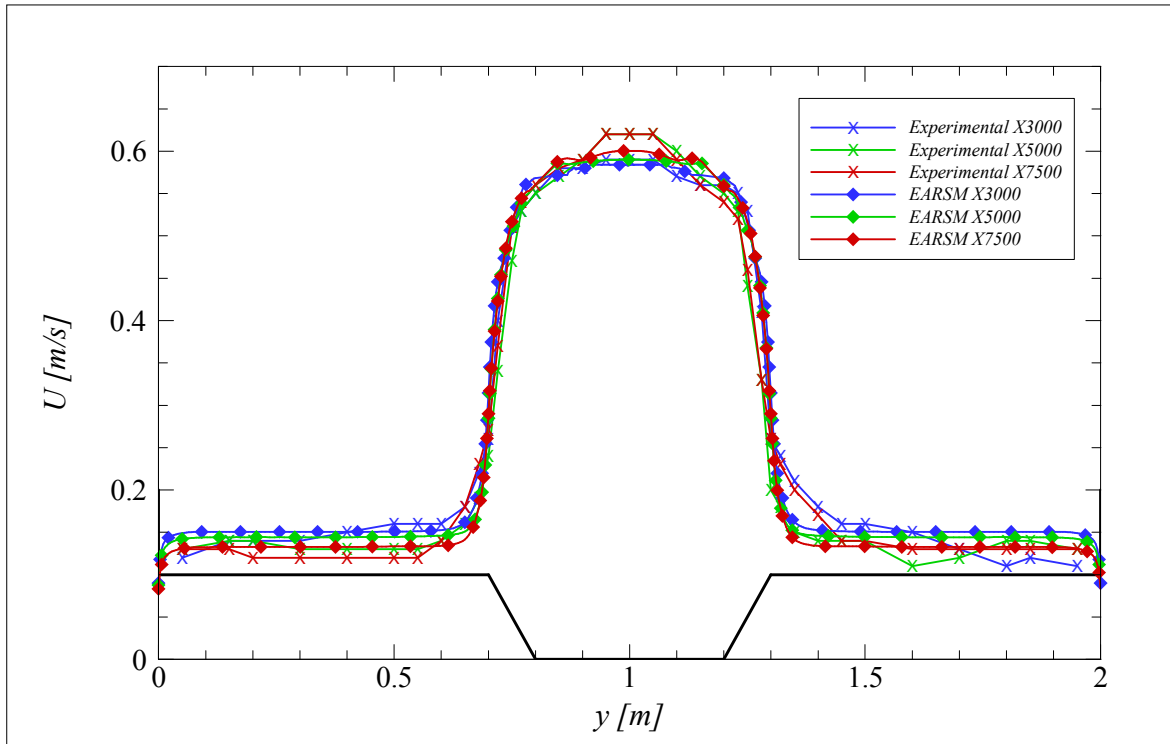
Tal como aconteceu para  $h_r = 0.15$ , para  $h_r = 0.30$  existe também uma boa concordância nas várias secções em estudo do leito principal, sendo que na interface existe uma ligeira diferença, contudo adapta-se melhor relativamente  $h_r = 0.15$ . A boa adaptação do modelo EARSM na interface é devido ao aumento da altura relativa, pois a rugosidade deixa de ter tanta importância no escoamento e a camada de mistura passa a ser menos intensa (menor gradiente lateral de velocidade), obtendo-se assim resultados mais próximos dos experimentais. Devido ao desenvolvimento da camada limite o perfil de velocidade no leito principal tende a aumentar de intensidade à superfície de montante a jusante do canal para o leito principal. É de realçar que à medida que se aproxima da interface entre os dois leitos o perfil de velocidade tende a ser vertical e diminui de intensidade, destaca-se assim a influência da rugosidade nos leitos de cheia. Nos leitos de cheia o perfil de velocidade numérico tende a ser praticamente vertical, devido à aplicação da lei de parede na superfície dos leitos de cheia rugosos, conseguindo assim que a camada limite seja desenvolvida. Observa-se que a meio dos leitos de cheia os perfis de velocidade adaptam-se melhor aos resultados experimentais, pois aqui existe menos influência do leito principal e consequentemente menos transferência de quantidade de massa entre os leitos.

De todos os resultados observados para  $h_r = 0.15$ , 0.20 e 0.30 conclui-se que quanto maior a altura relativa melhor é adaptação do modelo numérico aos resultados experimentais. Continuando a

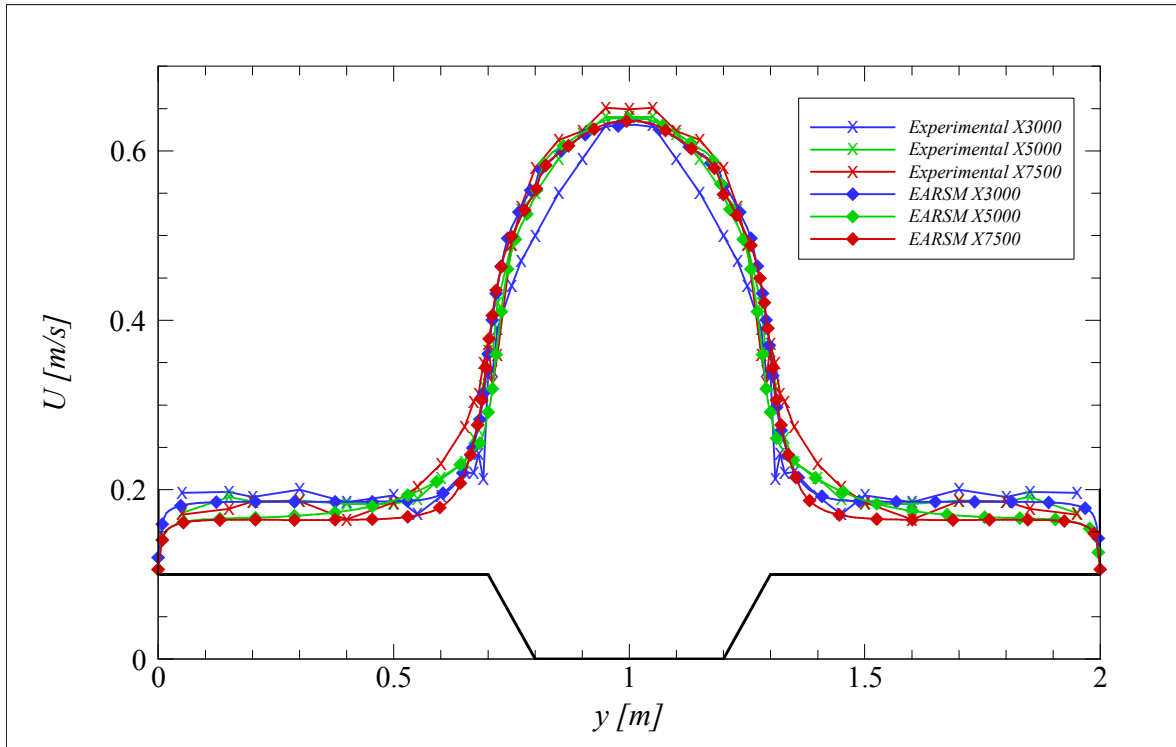
existir dificuldades do modelo numérico em resolver camada de mistura. A camada de mistura tem maior desenvolvimento para alturas relativas maiores, acontece o mesmo para a camada limite turbulenta, que se desenvolve totalmente quanto maior for a altura relativa.

#### 4.6.2 Velocidade média em profundidade

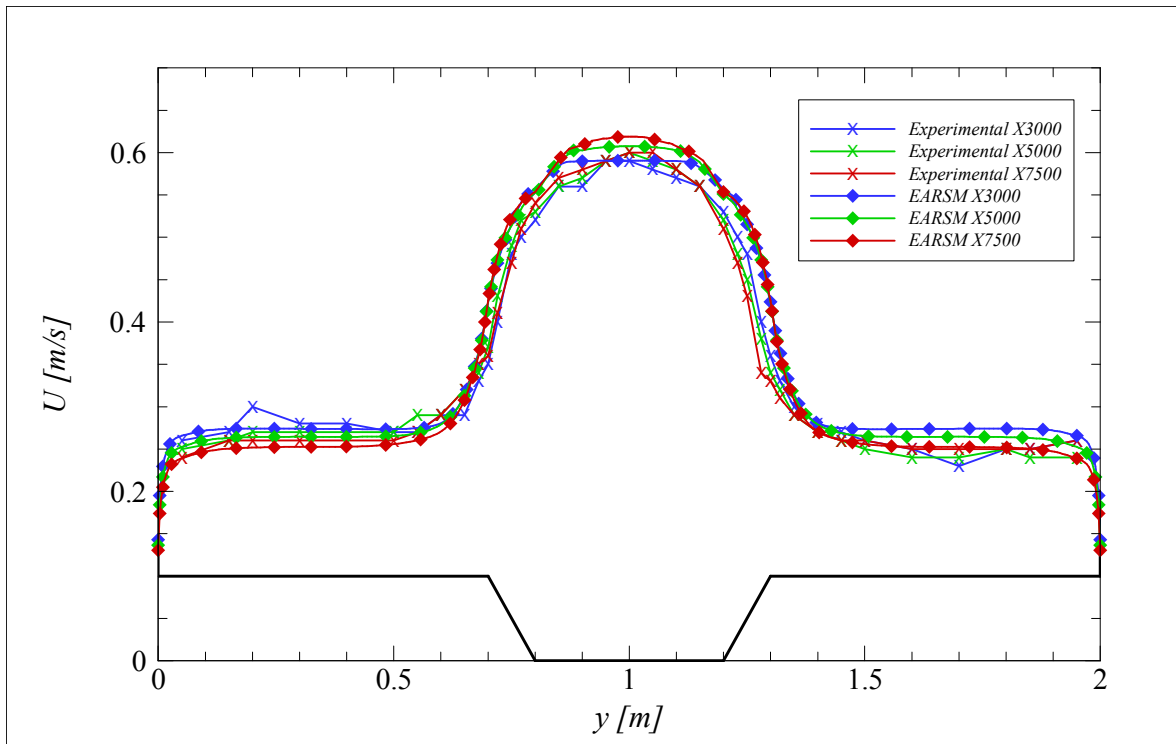
Na Figura 4.29 apresenta-se a velocidade média em profundidade nas secções X3000, X5000 e X7500 para  $h_r = 0.15, 0.20$  e  $0.30$ .



a)  $h_r = 0.15$ .



b)  $h_r = 0.20$ .



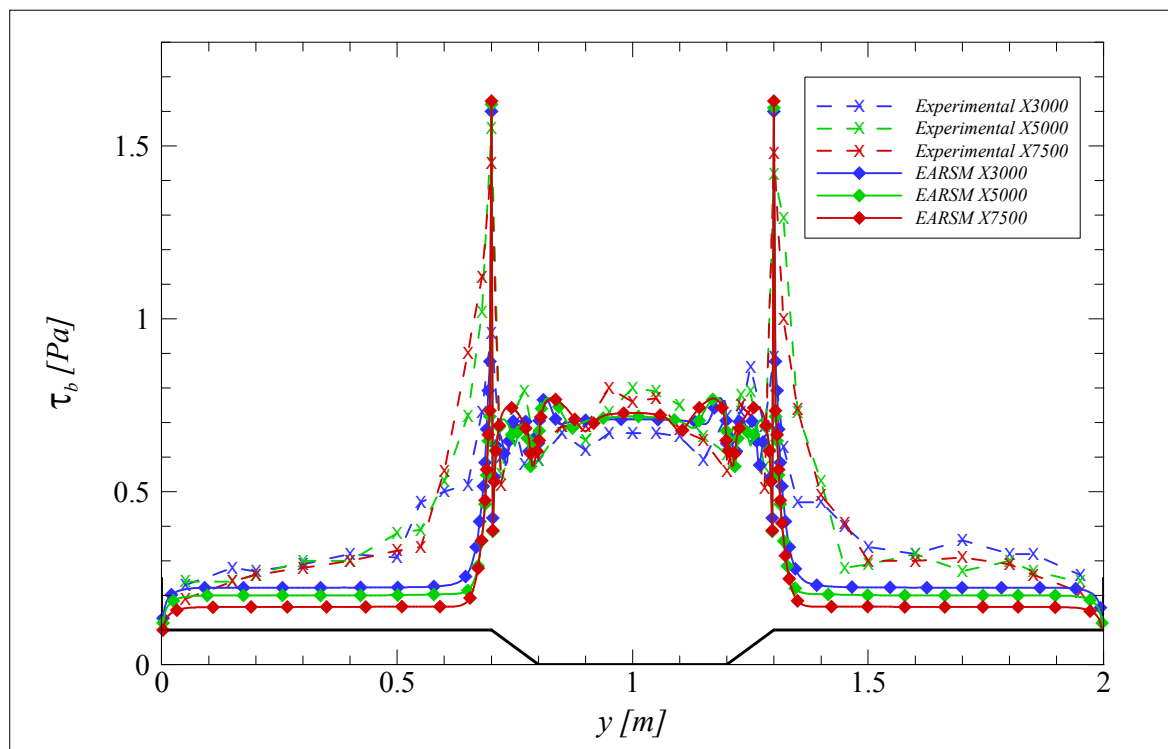
c)  $h_r = 0.30$ .

Figura 4.29: Comparação da velocidade média em profundidade numérica e experimental nas secções transversais X3000, X5000 e X7500 para  $h_r = 0.15, 0.20$  e  $0.30$ .

A Figura 4.29 mostra a importância da altura relativa quando existe rugosidade. Pois demonstra que para alturas relativas pequenas existem uma grande diferença de velocidade existente entre os leitos principal e de cheia e que consoante se aumenta a altura de escoamento a diferença de velocidade diminui entre os leitos. A camada de mistura tem maiores dimensões para alturas de escoamento maiores, logo podemos concluir que consoante se aumenta a altura de água menos influência a rugosidade no leito de cheia tem no escoamento ao longo do canal. Também é possível observar que o modelo numérico e os dados experimentais têm um padrão de desenvolvimento semelhante, em que o modelo numérico adapta-se bem independentemente das alturas relativas.

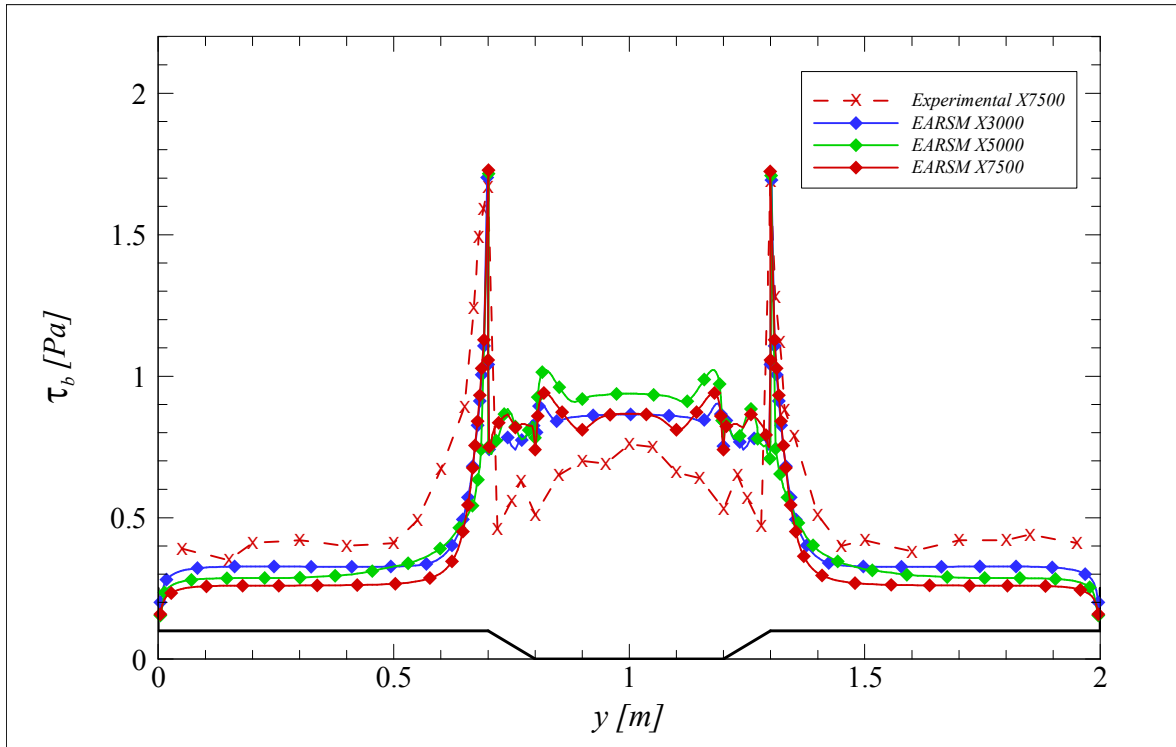
### 4.6.3 Tensão de arrastamento

Na Figura 4.30 apresenta-se a tensão de arrastamento nas secções X3000, X5000 e X7500 para  $h_r = 0.15, 0.20$  e  $0.30$ .

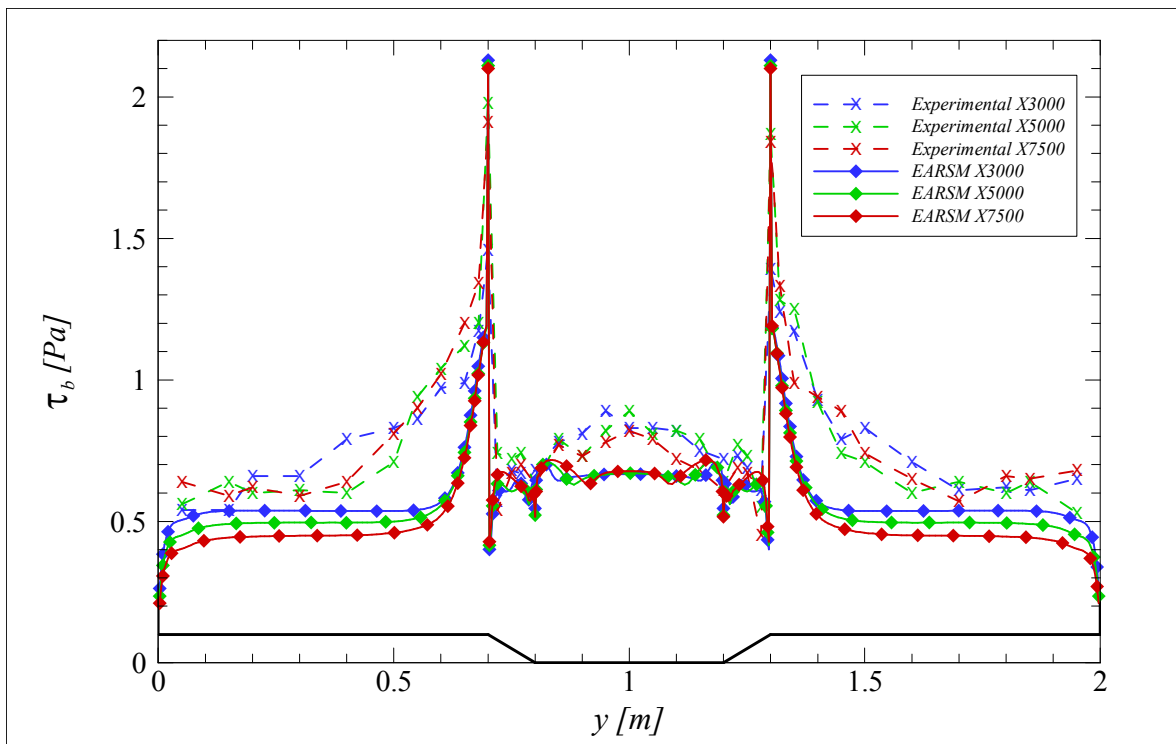


a)  $h_r = 0.15$ .





b)  $h_r=0.20$ .



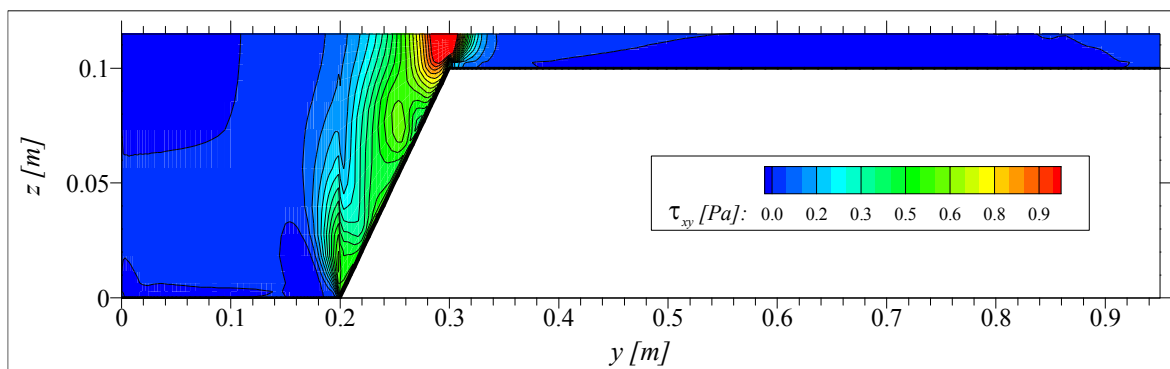
c)  $h_r=0.30$ .

Figura 4.30: Comparação da tensão de arrastamento numérica e experimental nas secções transversais X3000, X5000 e X7500 para  $h_r = 0.15, 0.20$  e  $0.30$ .

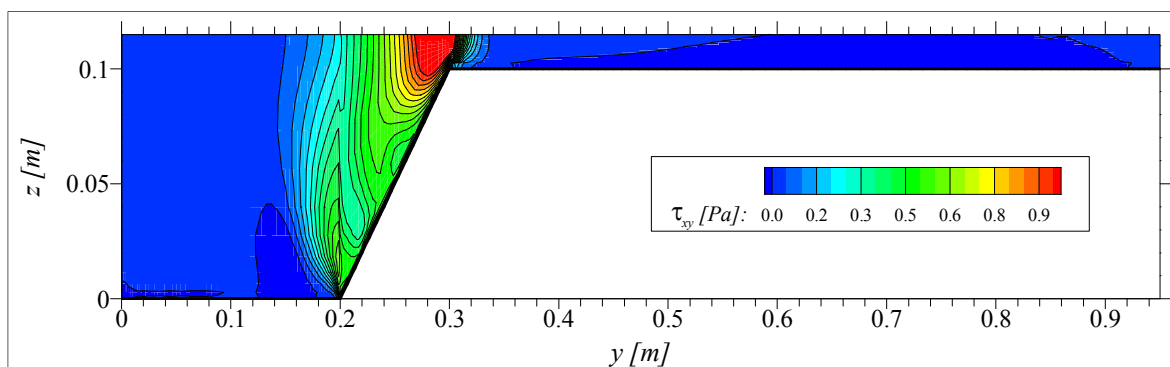
Os resultados numéricos e experimentais apresentam o mesmo padrão de desenvolvimento da tensão de arrastamento para as diferentes alturas relativas nas três secções transversais, em que a tensão de arrastamento apresenta um pico na interface entre os dois leitos, e apresentam o mesmo intervalo de valores tanto para o leito principal como para o leito de cheia. O elevado valor da tensão de arrastamento na interface entre os leitos de cheia e principal verifica-se devido ao diferencial de velocidade existente na interface como se verificou no campo de velocidades, originando um elevado gradiente de velocidade e consequentemente uma elevada tensão de arrastamento. Nota-se que o modelo numérico subestima a tensão de arrastamento para o leito principal e o leito de cheia. No leito de cheia esta tensão de arrastamento é ainda mais subestimada no desenvolvimento da camada de mistura.

#### 4.6.4 Tensões de Reynolds

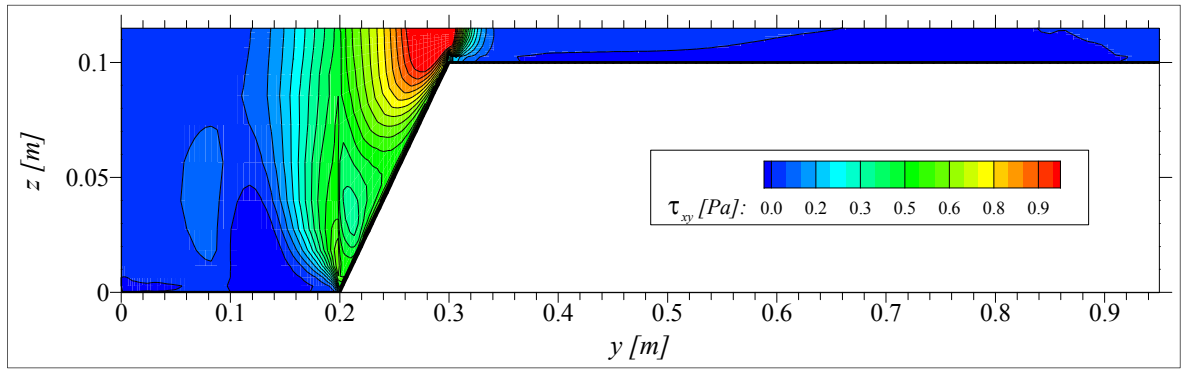
Na Figura 4.31 apresenta-se a tensão de Reynolds,  $\tau_{xy}$ , nas secções transversais X3000, X5000 e X7500 para  $h_r = 0.15$ .



a) X3000.



b) X5000.

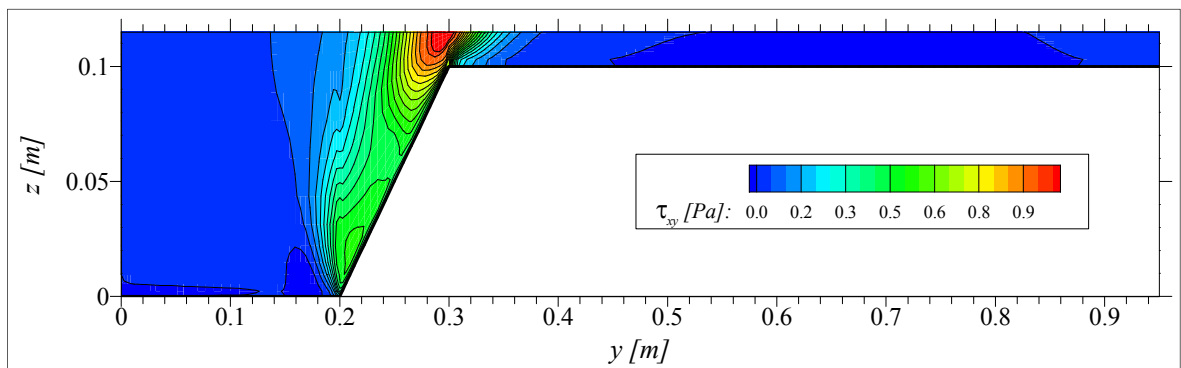


c) X7500.

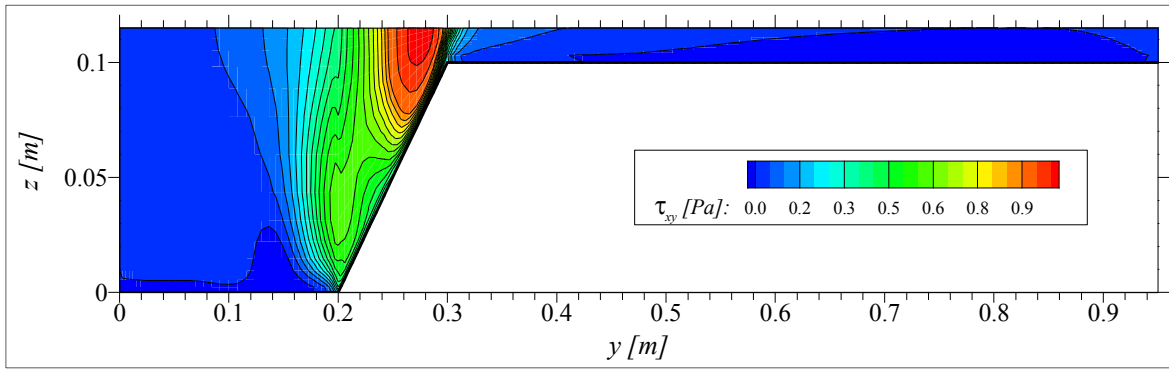
Figura 4.31: Campo de tensões de Reynolds para  $h_r=0.15$ .

Nota-se que para  $h_r = 0.15$  existe um aumento das tensões de Reynolds à medida que o escoamento se desenvolve, devendo-se principalmente ao desenvolvimento da camada de mistura e também pelas correntes secundárias. Observa-se também que na interface se obtém sempre a tensão de Reynolds máxima, isto deve-se principalmente à diferença de velocidades existente entre os leitos causando elevadas tensões na interface, sendo compreensível por ser a zona onde se verifica a transição entre os leitos, onde se evidencia a existência de turbulência gerada nesta zona do canal.

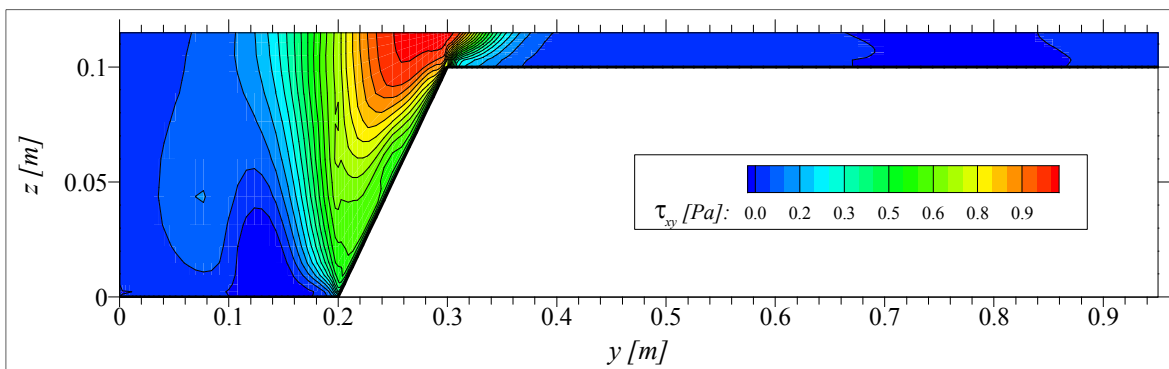
Na Figura 4.32 apresenta-se a tensão de Reynolds,  $\tau_{xy}$ , nas secções transversais X3000, X5000 e X7500 para  $h_r = 0.20$ .



a) X3000.



b) X5000.

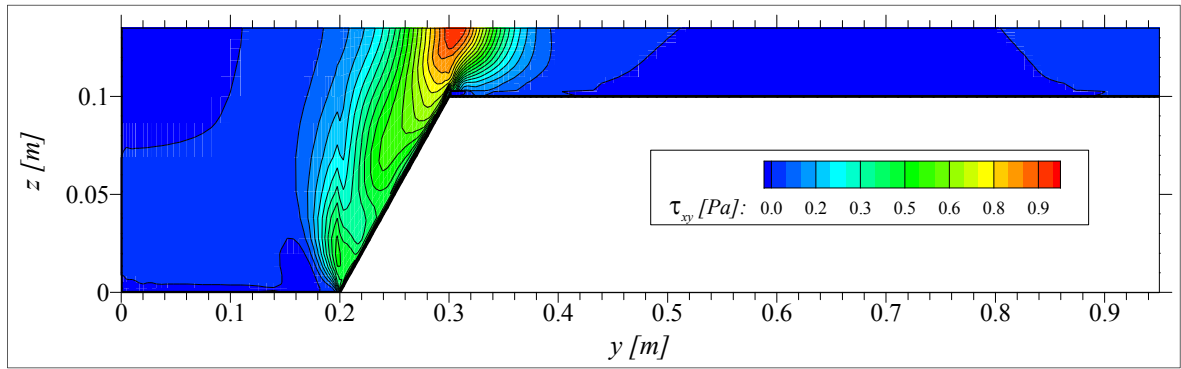


c) X7500.

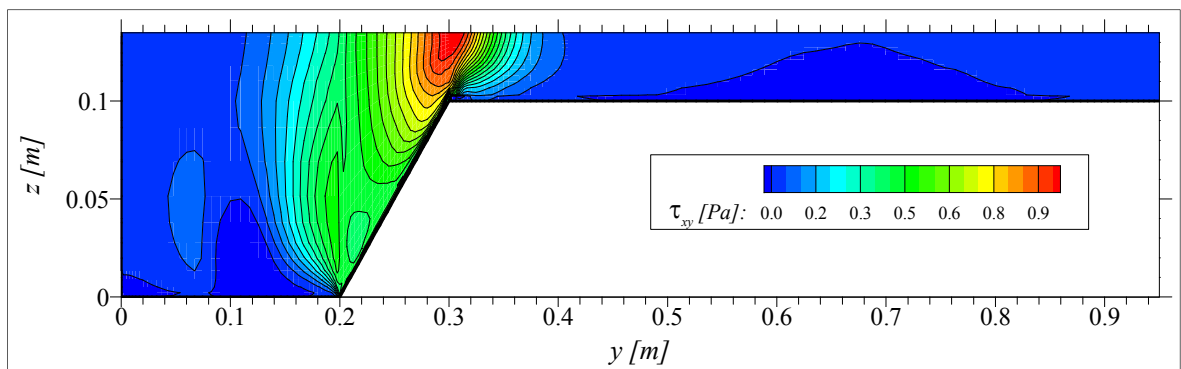
Figura 4.32: Campo de tensões de Reynolds para  $h_r=0.20$ .

Evidenciam-se para  $h_r = 0.20$  também um claro aumento das tensões de Reynolds de montante a jusante do canal, em que se gera elevadas tensões na interface onde aumentam com o desenvolvimento da camada de mistura e devido ao aumento da intensidade das correntes secundárias de montante a jusante. Essas elevadas tensões de Reynolds na interface também acontecem em relação à  $h_r = 0.15$  para as secções equivalentes, mas com menor intensidade, devendo-se à menor diferenças de velocidades existentes entre os leitos, gerando menor tensões na interface.

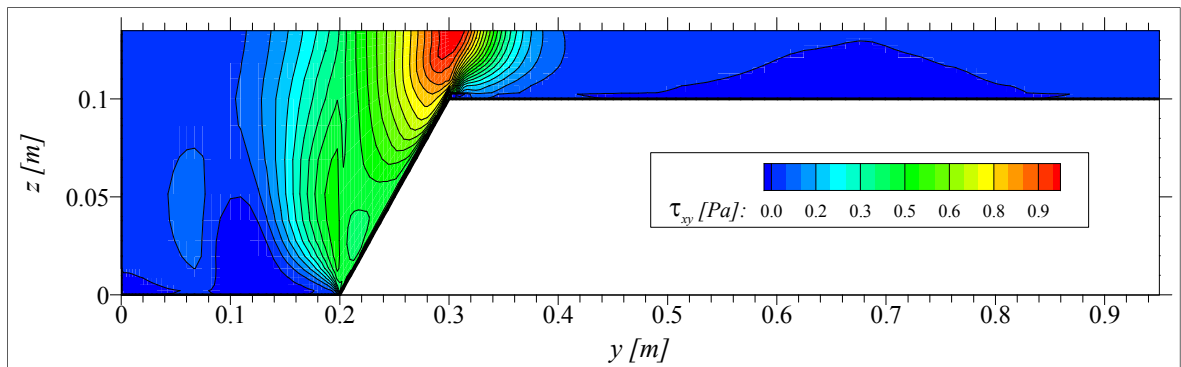
Na Figura 4.33 apresenta-se a tensão de Reynolds,  $\tau_{xy}$ , nas secções transversais X3000, X5000 e X7500 para  $h_r = 0.30$ .



a) X3000.



b) X5000.



c) X7500.

Figura 4.33: Campo de tensões de Reynolds para  $h_r=0.30$ .

Para  $h_r = 0.30$  depara-se com o mesmo desenvolvimento das tensões de Reynolds verificadas para as  $h_r = 0.15$  e  $0.20$ , nesta situação as tensões de Reynolds têm menor intensidade comparativamente às restantes alturas relativas na interface. Devido ao aumento da altura relativa obtém-se correntes secundárias de maior intensidade mas as diferenças de velocidade entre os

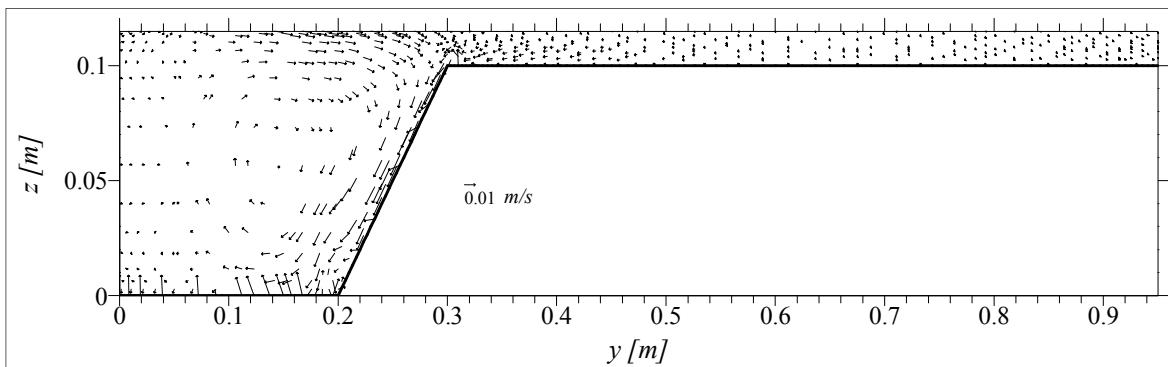
leitos são menores em relação às restantes alturas relativas, consequentemente existem menor tensões geradas na interface. Observa-se também um aumento da intensidade das tensões de Reynolds de montante a jusante, principalmente na interface, devido ao desenvolvimento da camada de mistura, onde se evidencia a existência de turbulência gerada nesta zona do canal.

Conclui-se então que a intensidade das tensões de Reynolds diminui com o aumento da altura relativa devido principalmente às diferenças de velocidades existentes nos leitos que diminuem com o aumento da altura relativa, sendo que as tensões mais elevadas encontram-se sempre na interface, aumentando de montante a jusante para cada altura relativa devido ao desenvolvimento da camada de mistura e ao aumento da intensidade das correntes secundárias.

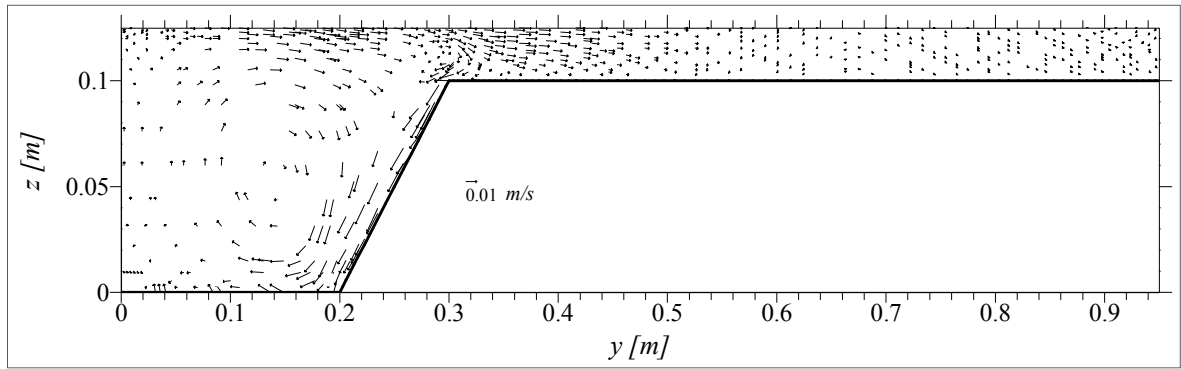
#### 4.6.5 Correntes secundárias

As correntes secundárias permitem visualizar a transferência de massa no canal, demonstrando como o fluido movimenta transversalmente ao canal, em que se consegue determinar onde existem tensões de Reynolds máximas e a influência das correntes secundárias no gradiente de velocidade em cada ponto transversal do canal. Com a determinação das correntes secundárias pode-se compreender como o modelo de turbulência caracteriza a anisotropia turbulenta existente no escoamento tridimensional em estudo, identificando a intensidade e o local onde ocorrem as correntes de eixo horizontal.

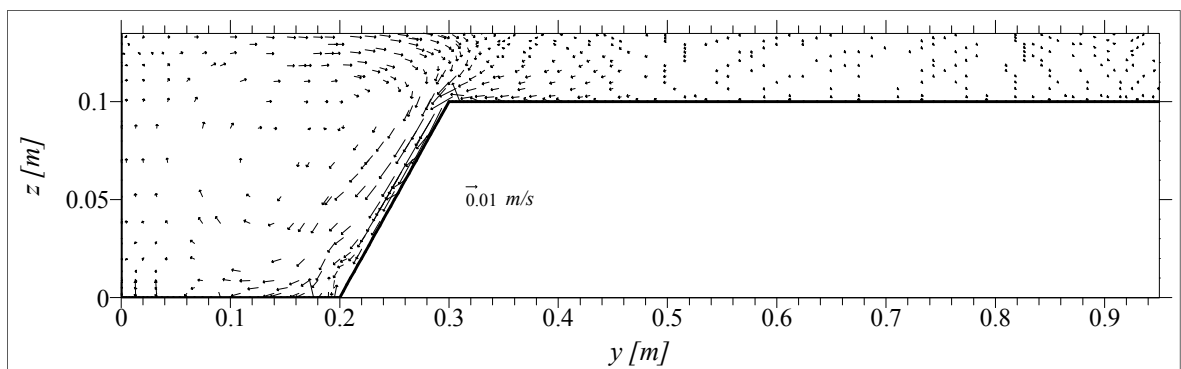
Na Figura 4.34 apresenta-se as correntes secundárias nas secções transversais X7500 para  $h_r = 0.15, 0.20$  e  $0.30$  para leitos de cheia rugosos.



a)  $h_r = 0.15$ .



b)  $h_r=0.20$ .



c)  $h_r=0.30$ .

Figura 4.34: Correntes secundárias para a secção transversal X7500 para  $h_r = 0.15, 0.20$  e  $0.30$ .

A anisotropia existente no escoamento de canal de secção composta provoca fortes correntes secundárias no leito principal e também na interface, com menor intensidade que no leito principal, mas também aumenta com o aumento da altura relativa. Observa-se que mantendo a mesma rugosidade e aumentando a altura relativa do canal, sempre para a mesma secção, as correntes secundárias intensificam-se. Também se nota pelos vectores a influência do leito principal na transferência de massa para o leito de cheia, em que mesmo assim não é tão evidente como os resultados experimentais demonstram no campo de velocidade.





## **Capítulo 5      Conclusões**

Neste capítulo final apresenta-se as principais conclusões do trabalho realizado nesta dissertação, analisando as condicionantes existentes no modelo de turbulência aplicado e a sua adaptação aos resultados obtidos experimentalmente e ainda sugestões para desenvolvimentos de estudos futuros.

## 5.1 Principais conclusões do trabalho

O presente trabalho teve como objectivo o estudo numérico de escoamento num canal de secção composta com rugosidade nos leitos de cheia, de modo a avaliar o efeito da rugosidade dos leitos.

O trabalho iniciou com a escolha das condições de fronteira no programa comercial ANSYS CFX, que permitiram garantir o escoamento em regime uniforme. As simulações foram realizadas para leitos de cheia lisos com  $h_r = 0.10, 0.15, 0.20, 0.25, 0.30$  e  $0.38$ , e leitos de cheia rugosos com  $h_r = 0.15, 0.20$  e  $0.30$ . Inicialmente comparou-se a forma das superfícies livres numéricas e experimentais, onde verificou-se que a superfície livre numérica é superior ao experimental. Esta diferença foi devido a possíveis erros de medições experimentais e a perdas de energia que não foram contabilizadas no modelo numérico. Devido a estes efeitos, os caudais numéricos nos leitos tiveram de ser reduzidos de modo a garantir o estabelecimento do regime uniforme para as mesmas alturas relativas. Verificou-se a influência da rugosidade nos leitos de cheia nas curvas de vazão numéricas, onde o caudal para leitos de cheia lisos foram significativamente superiores ao dos leitos de cheia rugosos.

A comparação entre os modelos de turbulência  $k-\varepsilon$  e EARSIM permite concluir que as velocidades médias em profundidade numéricas são inferiores aos obtidos experimentalmente como seria expectável através da análise da curva de vazão, pois com os mesmos caudais experimentais não era possível obter um escoamento em regime uniforme. Notou-se que para  $h_r = 0.38$  obteve-se um caudal superior nos leitos de cheia, devendo-se principalmente às perdas de energia existentes no ensaio experimental que não foram contabilizadas no modelo numérico. Observou-se também que a largura da camada de mistura aumenta com o aumento da altura relativa, mostrando clara diferença dos modelos de turbulência utilizados. O modelo EARSIM adapta-se melhor à forma como desenvolve a camada de mistura experimental por ser um modelo anisotrópico, o que não acontece para o modelo de turbulência  $k-\varepsilon$ . Contudo, ambos os modelos subestimam as tensões de arrastamento nos leitos e na camada de mistura, devido à perda excessiva de energia dos modelos numéricos. Nos perfis das tensões de arrastamento verificou-se um desenvolvimento com um padrão semelhante para ambos os modelos numéricos e os dados experimentais. No entanto, o modelo EARSIM adapta-se melhor na camada de mistura, conseguindo atingir o valor máximo na coordenada  $y = 0.3$  m para leitos de cheia rugosos.

A comparação dos resultados para leitos de cheia lisos e rugosos, permite avaliar a influência da rugosidade nos leitos de cheia. Verificou-se assim uma grande influência da rugosidade no escoamento, pois existe uma enorme diferença nas velocidades médias em profundidade para leitos de cheia rugosos e lisos, e a camada de mistura tem maior largura para situações de leitos de cheia

lisos e aumenta com o aumento da altura relativa. Não obstante, observou-se também que os caudais são bastante superiores para os leitos de cheia lisos. A comparação para as diferentes alturas relativas permite concluir que a diferença de velocidade entre os leitos principal e de cheia diminui com o aumento da altura relativa. Relativamente às tensões de arrastamento verificou-se grandes diferenças na zona da camada de mistura em que nos leitos de cheia rugosos estas tensões são bastante elevadas, havendo um aumento brusco na interface e diminuindo logo a seguir no leito principal, atingindo valores semelhantes aos obtidos nos leitos de cheia. Tal facto não acontece no escoamento com leitos de cheia lisos, pois as tensões de arrastamento têm valores substancialmente inferiores na camada de mistura, sendo que o seu valor máximo atingido na interface mantém o mesmo intervalo de valores ao longo do leito principal. Em termos gerais, os resultados para o modelo de turbulência EARSM são inferiores aos resultados experimentais, indicando que a rugosidade aplicada no modelo numérico foi subestimada.

Na análise do escoamento apenas para fundo rugoso nas secções X3000, X5000 e X7500 pode-se concluir que tanto no leito principal como no leito de cheia, afastados da camada de mistura, o perfil vertical de velocidade do modelo EARSM adapta-se razoavelmente aos perfis obtidos experimentalmente, enquanto na camada de mistura os perfis numéricos tendem a ter maior intensidade do que os experimentais. Mesmo assim os perfis numéricos demonstram ao longo do canal um claro desenvolvimento da camada de mistura a partir da metade superior de cada perfil. É de realçar que o modelo de turbulência EARSM consegue um padrão de desenvolvimento do campo de velocidade semelhante ao experimental, evidenciando-se uma dificuldade ainda na determinação da camada de mistura. A intensidade das tensões de Reynolds diminui com o aumento da altura relativa, devido principalmente às diferenças de velocidades existentes nos leitos que diminuem com o aumento da altura relativa. As tensões mais elevadas encontram-se sempre na interface, aumentando de montante a jusante para cada altura relativa, devido ao desenvolvimento da camada de mistura e ao aumento da intensidade das correntes secundárias. Relativamente às correntes secundárias pode concluir-se que estas correntes existem no leito principal e na interface, em que aumentam de intensidade com o aumento da altura relativa.

## **5.2 Desenvolvimento de estudos futuros**

A curto prazo seria interessante estudar a ocupação dos leitos de cheia por elementos verticais. É também interessante realizar estudos para alturas relativas inferiores a 0.15 para leitos de cheia rugosos, de modo a entender o desenvolvimento do escoamento e obter as suas características. Seria interessante realizar-se estudos onde a rugosidade seria simulado com meio poroso. Aprofundar o estudo das correntes secundárias de modo a melhor entender a sua influência nas paredes do leito principal.



## Bibliografia

ANSYS CFX 12.0 (2009). *User's Guide*. ANSYS Incorporated.

Blazek, J. (2001). *Computational Fluid Dynamics: Principles and Applications* (1ª ed.). Baden-Daettwil, Switzerland: ELSEVIER.

Bousmar, D.(2002). *Flow modelling in compound channels/Momentum transfer between main channel and prismatic or non-prismatic or non-prismatic floodplains*. Tese de Doutoramento, Universidade Católica de Louvain, Belgica.

Boussinesq, J. (1877). *Essai sur la theorie des eaux courants*. Memories Academie de Science, Paris, 23, nº1, pp. 601-680.

Brito, M.; Fernandes, J; Gil, L.; Leal, J. B. (2012). *Simulação numérica de escoamentos fluviais em canais de secção composta com leitos de cheia lisos e rugosos*. MEFTE 2012, Portugal.

Cardoso, A. (1998). *Hidráulica fluvial*. Fundação Calouste Gulbenkian, Lisboa.

Chadwick, A. e Morfett, J. (1998). *Hidráulica em Engenharia Civil e Ambiente* (1ª ed.). Lisboa: Instituto Piaget. Portugal.

Cokljat, D. e Younis, B. (1995). *Second Order Closure Study of Open-channel Flows*. Journal of Hydraulic Engineering, 121, nº2, pp. 94-107.

Cokljat, D. & Kralj, C. (1997). *On the Choice of Turbulence Model for Prediction of Flown Over River Bed Forms*. Journal of Hydraulic Engineering, 31, nº3, pp. 355-361.

Conway, P.; O'Sullivan, J. J.; Lambert, M. F. (2011). *An Improved Approach to Stage-Discharge Prediction in Compound Channels Using CFD Models*.

Ferziger, J. H. & Peric, M. (1999). *Computational Methods for Fluid Dynamics* (3<sup>a</sup> ed.). Springer-Verlag, Heidelberg.

Filonovich, M.; Azevedo, R.; Rojas-Solorzano, L. R. & Leal, J. B. (2010). *Simulation of the velocity field in compound channel flow using different closure models*. Proceedings 1<sup>st</sup> European IAHR Congress, Edinburgh, 6-4 May (editado em CD-Rom).

Fox, R. W. & McDonald, A. T. (1995). *Introdução à Mecânica dos Fluidos* (4<sup>a</sup> ed.). Rio de Janeiro: Guanabara Koogan.

Gatski, T. B. & Speziale, C. G. (1993). *On explicit algebraic stress models for complex turbulent Flows*. Journal of Fluid Mechanics, vol. 254, 1993.

Girimaji, S. S. (1996). *Fully explicit and self-consistent algebraic Reynolds stress model*. Theoretical and Computational Fluid Dynamics, 8 (6) 387-402.

Hämäläinen, V. (2001). *Implementing an explicit algebraic Reynolds stress model into the three-dimensional finflo flow solver*. Espoo, Finland.

Hirsch, C. (1988). *Numerical Computation of Internal and External Flows* (Vol. 1). John Wiley.

Hirt, C. & Nichols, B. (1981). *Volume of Fluid (VOF) Method for the Dynamics of free Boundaries*. Journal of Computational Physics 39, 201-225. Los Alamos, New Mexico.

Jing, H., Guo, Y., Li, C. & Zhang, J. (2009). *Three-dimensional numerical simulation of compound meandering open channel flow by the Reynolds stress model*. International Journal for Numerical Methods in Fluids, 59, pp. 927-943.

Kang, H. & Choi, S.-U. (2005). *3D Numerical Simulation of Compound Open-channel Flow with Vegetated Flooplains by Reynolds Stress Model*. Journal of Civil Engineering, KSCE, Vol. 9, n<sup>o</sup>1, pp. 7-11.

Launder, B. E. & Spalding, D. B. (1974). *The Numerical Computation of Turbulent Flows*. Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering 3, 267-289.

Naot, D. & Rodi, W. (1982). *Calculation of secondary currents in channel flow*. Journal of Hydraulic Engineering, ASCE, 108(8), pp. 948-968.

- Naot, D., Nezu, I. & Nakagawa, H. (1996): *Hydrodynamic behavior of partly vegetated open channels*. Journal of Hydraulic Engineering, SCE, Vol. 122, pp. 625-633.
- Nezu, I. & Nakagawa, H. (1993). *Turbulence in Open-Channel Flows*. Balkema.
- Nezu, I. (1994). *Compound Open-Channel Turbulence and its Role in River Environment*. Department of Civil and Global Environment Engineering, Kyoto University, Japan.
- Nikuradse, J. (1933). *Laws of flow in rough pipes*. National Advisory Committee for Aeronautics
- Peyret, R. & Taylor, T. D. (1977). *Computational Methods for Fluid Flow*. Springer, Verlag.
- Pinto, D. J. J. M. (2011). *Caracterização Experimental de Escoamentos em Canais de Secção Composta*, Tese de Mestrado, Faculdade de Ciências e Tecnologia da Universidade Nova de Lisboa, Portugal.
- Pope, S. B. (1975). *A more general effective-viscosity hypothesis*. Journal of Fluid Mechanics, vol. 72, parte 2. Imperial College, London.
- Proust, S. (2005). *Ecoulements non-uniformes en lits composes: effets de variations de largeur du lit majeur*. PhD-Thesis, INSA de Lyon, n°2005-ISAL-0083, 362 p, Lyon, France.
- Proust, S.; Bousmar, D.; Riviere, N.; Paquier A. & Zech, Y. (2010). *Energy losses in compound open channels*. Advances in Water Resources, Elsevier, 33 1-16.
- Rodi, W. (1980). *Turbulence Models and Their Application in Hydraulic Models*. Delft, The Netherlands: International Association for Hydraulic Research.
- Sellin, R. H. J. (1964). *A laboratory investigation into the interaction between the flow in the channel of a river and that over its floodplain*. La Houille Blanche, 7, pp. 793-802.
- Shiono K. & Knight D. W. (1991). *Turbulent open-channel flows with variable depth across the channel*. Journal of Fluid Mechanics, vol. 222, pp. 617-646.
- Shih, T.-H., Zhu, J. e Lumley, J. L. (1995). *A new Reynolds stress algebraic equation model*. Computational Methods Application Mechanic Engineering, 125, pp. 287-302.

- Schlichting, H. (1979). *Boundary-Layer Theory*, McGraw-Hill.
- Taulbee, D. B. (1992). *An improved algebraic Reynolds stress model and corresponding nonlinear stress model*. Phys. Fluids A 4, 2555-2561.
- Tiago, D. R. F. (2011). *Simulação Tridimensional de Escoamentos Fluviais*, Tese de Mestrado, Faculdade de Ciências e Tecnologia da Universidade Nova de Lisboa, Portugal.
- Tominaga A. & Nezu I.(1991). *Turbulent structures in compound open-channel flow*. Journal of Hydraulic Engineering, ASCE, 117: pp.21-41.
- Ubbink, O. & Issa, R. I. (1999). *A Method for Capturing Sharp Fluid Interfaces on Arbitrary Meshes*. Pretoria, South Africa: Journal of Computational Physics 153.
- Versteeg, H. K. & Malalasekera, W. (1995). *An Introduction to Computational Fluid Dynamics: The Finite Volume Method*. Longman Scientific and Technical, England.
- Wallin, S. (2000). *Engineering turbulence modelling for CFD with a focus on explicit algebraic Reynolds stress models*. Royal Institute of Technology, Department of Mechanics, Stockholm, Sweden.
- White, F. M. (1999). *Mecânica dos Fluidos* (4ª ed.). Rio de Janeiro, Brasil: Mc Graw Hill.
- Wright, N.G. (2001). *Conveyance Implication for 2-D and 3-D Modelling*. Report for HR Wallingford and the Environment Agency.
- Yang, K., Cao, S. & Knight, D. W. (2007). *Flow Patterns in Compound Channels with Vegetated Floodplains*. Journal of Hydraulic Engineering, ASCE, 133, nº2, pp. 148-159.